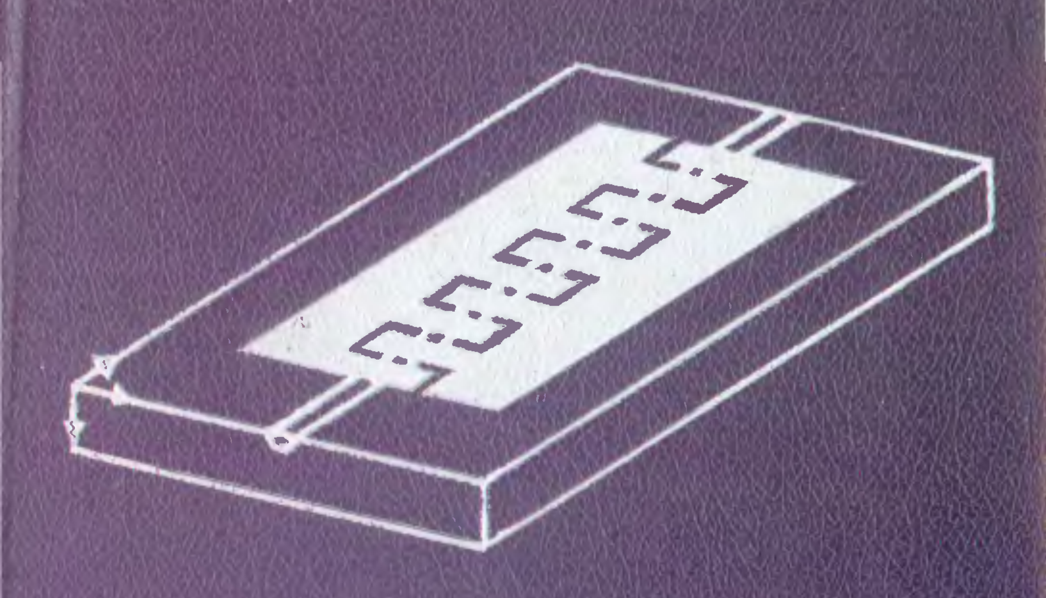
Волноводная оптоэлектроника



Издательство «Мир»

Theodor Tamir (Ed.)

Guided-Wave Optoelectronics

With Contributions by
R C Alferness, W K Burns, J F Donnelly,
I P Kaminow, H Kogelnik, F J Leonberger,
A F Milton, T Tamir, R S Tucker

Springer Verlag

Berlin•Heidelberg•New York•Lon**don•Paris•Tokyo**
Hong Kong•Barcel**ona**

Волноводная оптоэлектроника

Под редакцией Т. Тамира

Перевод с английского
канд. физ.-мат. наук А.П. Горобца,
Г.В. Корнюшенко и канд. физ.-мат. наук
Т.К. Чехловой
под редакцией
канд. физ.-мат. наук В.И. Аникина

Москва «Мир» 1991

ББК 22 343
В67
УДК 535 + 681.782.473

Авторы. Тамир Т., Когельиик Х., Бернс У., Милтон А., Олфернес Р., Каминов И., Такер Р., Леонбергер Ф., Доинелли Дж.

Волноводиая оптоэлектроника: Пер. с англ./Под ред. Т. Тами-
В67 ра. —М.: Мнр, 1991. —575 с., ил.
ISBN 5-03-001903-0

Коллективная монография известиых ученых из США отражает современное состояиие и тенденции развития оптических интегральных схем, совмещающих в одном крнсталле электронные и оптические компоненты. Книгу отлнчает удачное сочетание изложения экспериментального материала и ясиой физической трактовкн наблюдаемых явлений.

Для физнков-исследователей, работающих в области оптоэлектроники, а также для аспирантов и студентов.

В $\frac{1604060000 - 036}{041(01) - 91}$ 34 - 91 ББК 22.343

Редакция литературы по физике и астрономии

ISBN 5-03-001903-0 (русск.)
ISBN 0-387-18795-2 (англ.)

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Предлагаемая читателю в переводе на русский язык новая книга под редакцией известного американского специалиста Т. Тамира «Волноводная оптоэлектроника», вышедшая как очередной 26 том известной серии по электронике и фотонике издательства «Шпрингер», отражает современное состояние и тенденции развития существующего немногим более 20 лет направления оптоэлектроники — интегральной оптики. За это время в многочисленных научно-исследовательских лабораториях мира выполнен значительный комплекс работ по выявлению физических свойств и технологических возможностей изготовления базовых волноводных элементов и узлов интегральной оптики, предназначенных главным образом для обработки и передачи оптической информации. Современный этап развития интегральной оптики характеризуется созданием реальных промышленных функциональных устройств. Однако решение этой задачи оказывается весьма непростым и неоднозначным прежде всего из-за большого разнообразия как функций, выполняемых интегрально-оптическими узлами, так и возможных конструктивных решений, используемых материалов и применяемых методов изготовления.

Один из наиболее перспективных подходов, развиваемых в последние годы, предполагает интеграцию электронных и оптических волноводных элементов на одном полупроводниковом кристалле. Внедрение таких оптоэлектронных интегральных схем чрезвычайно важно для систем оптической обработки информации, в которых эффективное взаимодействие фотонов и электронов открывает новые огромные функциональные возможности. Уже в названии предлагаемой книги — «Волноводная оптоэлектроника» — отражен именно этот подход к созданию практических устройств оптоэлектроники, хотя сама книга в большой степени посвящена вопросам, обычно относящимся к интегральной оптике.

Настоящую книгу, по-видимому, можно рассматривать как естественное продолжение вышедшей ранее книги под редакцией Т. Тамира «Интегральная оптика» [1], поскольку она имеет аналогичную структуру и также представляет собой коллективную монографию, написанную широко известными и авторитетными американскими специалистами. Однако прошедшие с момента выхода первой книги годы естественно сказались на содержании и акцентах нового издания. Настоящая монография рассматривает главным образом оптические волноводные узлы и устройства применительно к наиболее перспективным материалам — $LiNbO_3$, GaAs и InP. Значительное внимание в книге уделяется технологическим вопросам, которые в большой степени сдерживают широкое внедрение опти-

ческих волноводных схем в практику. Особенно важное значение для специалистов, на наш взгляд, нмеют две последние главы, в которых с единых позиций рассматриваются современные достижения в области полупроводниковых источников н интегрально-оптических устройств. Кннгу отличает удачное сочетание фактического экспериментального материала с ясной физической трактовкой наблюдаемых явлений. С этой точки зрения она может быть одновременно полезна как аспирантам и студентам старших курсов, так и физикам-нсследователям, работающим в области оптоэлектроникн. Об успехе предлагаемой читателю кииги говорит и то, что уже через два года после выхода ее в свет потребовалось второе издание, которое было дополнено новым материалом.

В заключение приведем список монографий и важнейших обзорных статей, посвященных теоретнческим и экспериментальным аспектам интегральной оптики и оптоэлектроники, вышедших на русском языке за годы после публикации книги [1].

Перевод выполнили канд. физ.-мат. наук А.П. Горобец (предисловие, гл.1, 2, 6, разд.7.1, 7.2, 7.5, 7.6), Г.В. Корнюшенко (гл.3, 4, разд 7 3 и 7.4) и канд. физ.-мат. наук Т.К. Чехлова (гл.5).

В.И. Аникин

Литература

1. Интегральная оптика./Под ред. Т. Тамира. —М.: Мир, 1978.
2. *Унгер Х.-Г.* Оптическая связь. —М.: Связь, 1979.
3. *Морозов В.Н.*, *Плетнев В.А.*, *Попов Ю.М.*, *Смирнов В.Л.* Интегрально-оптические элементы и устройства. —Изв. АН СССР, Сер. физич., 1980, т. 44, № 8, с. 1651.
4. *Унгер Х.-Г.* Планарные и волоконные оптические волноводы. —М.: Мир, 1980.
5. *Когельник Г.* Пределы в интегральной оптике. —ТИИЭР, 1981, т. 69, № 2, с. 108.
6. *Дерюгин Л.Н.* Возможности, ограничения и проблемы развития планарной волноводной оптнки (обзор). —Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1982, т. 25, № 2, с. 4.
7. *Андрушко Л.М.*, *Вознесенский В А*, *Панфилов И.П.* Современное состояние и перспективы развития оптических интегральных схем. —Зарубежная радиоэлектроника, 1983, № 11, с. 60.

8 *Андрушко Л.М.* Диэлектрические неоднородиые волноводы оптического диапазона. —Киев: Техника, 1983.

9. *Гончаренко А М., Карпенко В.А.* Основы теории оптических волноводов. —Минск: Наука и техиика, 1983

10 *Мидвинтер Дж. Э.* Волоконные световоды для передачи иияформации. —М.: Радио и связь, 1983.

11 *Мировицкий Д.И., Будагян И.Ф., Дубровин В.Ф.* Микроволиоводная оптнка и голография. —М.: Наука, 1983.

12. *Вербер К.М.* Интегрально-оптические методы числеиной оптической обработки даниых. —ТИИЭР, 1984, т. 72, № 7, с. 218.

13. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волиоводов. —М.: Мир, 1984.

14. *Ханспердже р Р.* Интегральная оптика: Теория и технология. —М. Мир, 1985.

15. *Голубков С.В., Евтихиев Н.П., Папуловский В.Ф.* Иитегральная оптика в информационной технике. —М.: Энергоатомиздат, 1985.

16. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. —М.: Мир, 1987.

17. *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волиоводов. —М.: Радио и связь, 1987.

18. *Свечников Г.С.* Элементы иитегральиой оптики. —М.: Радио и связь, 1987.

19. *Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В.* Оптические волноводиые процессоры. —Квантовая электроника, 1987, т. 14, № 7, с. 1319.

20. Иитегральиая оптика и ннтегральиая оптоэлектроиика. —ТИИЭР, 1987, т. 75, № 11, с. 38.

21 *Хаус Х.* Волиы и поля в оптоэлектронике. —М.: Мир, 1988.

22. *Свечников Г.С.* Интегральная оптика. —Киев: Наукова думка, 1988.

23. *Вознесенский В.А.* Устройства интегральной оптики для волоконно-оптических систем передачи и систем оптической обработки сигналов. —Зарубежная радиоэлектроника, 1988, № 2, с. 82.

24. *Авруцкий И.А., Еленский В.Г., Сычугов В.А.* Достижения и проблемы интегральиой оптики. —Зарубежная радиоэлектроиика, 1988, № 4, с. 57.

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

На протяжении нескольких последних лет техника интегральной оптики и оптоэлектроники развивалась очень быстро, и со времени выхода первого издания этой книги в данных областях были достигнуты значительные успехи Кроме того, к самой книге был проявлен большой интерес, в результате чего появилась необходимость нового более современного издания Это побудило нас выпустить настоящее пересмотренное и исправленное издание, которое вышло в бумажной обложке, что ввиду более низкой стоимости делает его более доступным для исследователей в данной области и особенно для аспирантов Настоящее издание по существу повторяет прежнюю книгу, за исключением того, что добавлена новая глава (гл 7), в которой представлен краткий обзор последних достижений и даны новые ссылки на литературу Исправлены также замеченные в первом издании типографские опечатки Несмотря на приложенные усилия, некоторые ошибки могли все же остаться в тексте, и мы надеемся, что дальнейшие исправления могли бы быть внесены в возможное будущее издание Поэтому редактор книги будет благодарен читателям за любые замечания и предложения, которые лучше направлять непосредственно к нему

Бруклин, Нью Йорк
апрель 1990

Т. Тамир

ПРЕДИСЛОВИЕ

Первые волноводные устройства, в которых использовались сигналы в виде световых пучков, распространяющихся в тонкнх пленках, были изготовлены немногим более двух десятилетий назад Быстрое параллельное развитие полупроводннковых лазеров и успехн в создании оптических волокон с малыми потерями сделали возможным появление полностью оптических систем связи, обработки сигиалов и других систем, для построения которых раньше прнменялась только электронная схемотехника Известная под названием *интегральной оптики*, эта научно-техническая область сделала существенный шаг вперед после того, как в ней стало возможиым использовать электронные компоненты, которые служат управляющими устройствами или выполняют другне функции, для которых оптнческие аналоги не так эффектнвны Возникшее таким образом широкое иаправлеиие получило название *оптоэлектроники* и представляет в настоящее время увлекательную, быстро развивающуюся и наиболее перспективную область техники Ожидается, что объединение электронных н оптических элементов в ннтегральную оптоэлектронную схему обеспечит появление широкого класса систем с миниатюрными, быстродействующими, широкодиапазонными и надежными компонентами для целей связи, обработки информацин, оптических вычислений н других примеиений в ближайшем и отдалеином будущем

В этой кннге предполагается рассмотреть в первую очередь оптическую сторону оптоэлектроники, сконцентрировав внимание на теории и применениях элементов, в которых используются оптические волноводы Затронув практически все аспекты интегральной оптики, мы не включили в рассмотрение оптоэлектронные элементы, функцин которых относятся к электронике, а не к оптике Каждая глава книги написана специалнстами, внесшими существенный вклад в развитие соответствующей области

Кингу открывает вводная глава, в которой дается общий обзор современных тенденций в интегральной оптике и оптоэлектронике Две следующие главы посвящены теории оптических волноводов, элемеитов связн и разветвления и описывают основные виды этих базовых компонентов В четвертой главе рассматриваются вопросы нзготовлеиия и примеиеиия интегральных оптнческих устройств на осиове ниобата лития, сюда относятся устройства, выполняющие функции управления, такие, как модуляторы, переключатели, фильтры, поляризаторы и т д Две последние главы посвящены теории, технологии изготовления и вопросам применения волноводных устройств на подложках из полупро-

водниковых материалов (в основном из арсенида галлия) В частности, в гл 5 рассматриваются полупроводииковые лазеры, которые наряду со всеми другими пассивными и активиыми элементами, рассмотренными в гл 6, позволяют осуществить степень интеграции, недостижимую в случае подложек из ниобата лития

Описанное выше построение книги позволяет читателю использовать ее как пособие по волноводной оптоэлектронике в целом или обращаться к отдельным главам по конкретным вопросам Таким образом, книга может оказаться полезной физикам, работающим в области оптики, инженерам по электронике, а также специалистам близких по профилю дисциплин, желающим получить хорошую общую подготовку в данной области или узнать о последних достижениях в конкретных направлениях Кроме того, книга может служить учебником или справочным пособием для аспирантов, специализирующихся по интегральной оптике и оптоэлектронике

Доброжелательное отношение д ра Г Лоча (редактора отдела физики издательства «Шпрингер») и проведенная им в сжатые сроки работа иад рукописью в значительной степени способствовали своевременному выходу этой книги Мы высоко ценим его усилия и поддержку

Бруклин, январь 1988 г *Т Тамир*

1. ВВЕДЕНИЕ

*Т Тамир**

Предлагаемая читателю кннга является естественным продолженнем вышедшей ранее кннгн под названнем «Интегральная оптика», впервые опубликованной в 1975 г и впоследствнн переизданной в переработанном виде [1 1] Теперь, через двенадцать лет, технологические возможности резко возросли и горнзонты существенио расширнлись Для того чтобы создать необходнмую перспективу, в разд 1 1 представлен краткий историческнй обзор развнтня интегральиой оптнки н освещено ее современное состояние В разд 1 2 в общих чертах рассматривается содержанне другнх глав кннгн Мы прнводим ссылкн лншь на работы, опубликованиые в 1982 г нлн позднее, с более ранними публнкациямн чнтатель может ознакомиться в последнем (1982 г) изданнн «Интегральной оптнки» [1 1]

1.1. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Продемонстрированное впервые экспериментально в начале 60-х гг волноводное распространенне световых лучей вдоль днэлектрическнх слоев стимулнровало появление нового класса пассивных н актнвных устройств, в которых свет направляется пленкамн, нанесеннымн на подложки, имеющие внд пластнн Предполагалось, что в интегральной электроннке такне оптнческне устройства благодаря их малым размерам н ннзкой потребляемой мощностн могут заменить электрическне схемы Кроме того, оптические элементы должиы обеспечнть преимущества по ширнне днапазона рабочнх частот и электромагнитной помехозащнщенностн К концу 60 х гг эффектнвность волноводных оптическнх устройств стала достаточной для того, чтобы можно было объявнть о появленнн нсключнтельно многообещающего направлення, названного «интегральной оптикой» [1 2] Развитне этого направлення н его потенцнальные прнменення вызвали нарастающий поток публикаций Число этих работ столь велико, что нам остается здесь перечнслнть лншь наиболее характерные нз появнвшихся за последнее время обзорных статей и учебннков [1 3—1 21]

Большое стимулирующее влняние на развнтие интегральной оптикн

* *Theodor Tamır*, Department of Electrıcal Engıneerıng, Polytechnıc Unıversıty, 333 Ja Street, Brookl n, NY 11202, USA

оказали потребности дальней связи, для которой в будущем, как ожидают, понадобятся необычайно широкие полосы частот [1 7, 1 14, 1 17] Разумеется, успехи в данной области были обеспечены главным образом появлением оптических волокон с низкими потерями, что явилось решающим фактором в создании оптических линий связи Таким образом, миниатюрные оптические передатчики и приемники оказались среди первых устройств, в которых была применена интегрально-оптическая технология Однако преимущества, которые обеспечивает интегральная оптика, могут оказаться полезными и в других областях Так, интегрально оптические элементы были разработаны для анализаторов спектра, гироскопов, цифровых корреляторов, аналого цифровых преобразователей, оптических переключателей и мультиплексоров, процессоров сигналов и других применений [1 19, 1 21]

Как отмечено выше, основная идея, приведшая к появлению интегральной оптики, состояла в том, чтобы создать оптический аналог интегральной электроники Это предполагает, что интегрально-оптические системы должны работать с сигналами в виде оптических пучков в миниатюрных устройствах, расположенных на единой подложке Несколько таких в полном смысле интегральных оптических систем было разработано [1 3, 1 17, 1 19, 1 20], однако во многих разработках, в которых был использован интегрально оптический подход, применялись также неоптические элементы и не единственный материал Такие компромиссные решения объяснялись либо плохим оптическим качеством некоторых подложек, либо преимуществами, которые обеспечивали электронные элементы в электрооптических устройствах

Для того чтобы рассмотреть причины, влияющие на выбор материалов и на использование неоптических элементов, мы должны вспомнить, что в интегрально оптической системе требуется сочетание составляющих различного свойства Последние включают в себя источники для генерации оптической энергии, оптические волноводы для ее передачи, устройства связи для соединения различных элементов, детекторы для выделения оптических сигналов и управляющие устройства (модуляторы, переключатели и т п) для соответствующих преобразований оптических сигналов Первые три вида устройств — источники, волноводы и устройства связи — могут быть построены на основе только оптических элементов Однако детекторы и управляющие устройства легче осуществить на основе фотоэлектрического, электрооптического, акустооптического или других эффектов, используя более низкочастотные входные сигналы Таким образом, в интегральную оптику были включены компоненты, использующие электрические, акустические и другие входные сигналы

[1 1, 1 9, 1 10]

Основными материалами, на основе которых могут быть созданы перечисленные выше устройства, являются сегнетоэлектрик ниобат лития ($LiNbO_3$), а также полупроводники арсенид галлия (GaAs) и фосфид индия (InP) Стекло—один из первых материалов, применявшихся на ранних этапах развития интегральной оптики [1 1, 1 2], —используется и в настоящее время, однако его применение ограничивается пассивными компонентами [1 13] Ниобат лития благодаря низким оптическим потерям и большим электрооптическим коэффициентам является наиболее предпочтительным материалом для большого числа интегрально-оптических устройств, но, к сожалению, он не годится для изготовления лазеров и детекторов Для разработки этих устройств, наоборот, прекрасно подходят полупроводники однако в силу более высоких потерь и меньших электрооптических коэффициентов они оказались менее эффективными при изготовлении волноводов и модуляторов Поэтому интеграция часто достигалась путем соединения полупроводниковых лазеров и детекторов с ниобат литиевой пластиной, на которой были сформированы другие элементы Однако такой подход правильнее рассматривать как *гибридную интеграцию*, поскольку при этом используют два различных материала

В то же время полупроводники широко применяются в интегральных электронных схемах для самых различных видов обработки сигналов Это обстоятельство стимулировало развитие монолитных интегральных схем, которые включают в себя как оптические компоненты (например, лазеры и волноводы), так и электронные составляющие (например, фотодетекторы и полевые транзисторы) Различные элементы такой схемы можно, по видимому, объединить в одном миниатюрном кристалле, с тем чтобы достичь ее оптимальных параметров [1 5, 1 6, 1 18] Очевидно что это направление выходит за рамки интегральной оптики, и оно получило в настоящее время название *интегральной оптоэлектроники*

Мы видим, что благодаря проникновению в соседние научно-технические направления методы интегральной оптики используются также в других областях В возрастающее число последних входят *электрооптика*, *фотоника*, *оптическая электроника*, *оптроника*, *фотоэлектроника* и т д Как и следовало ожидать, имеет место значительное перекрытие этих областей Тем не менее все они представляют различные попытки использования оптических сигналов и процессов в крайне широком диапазоне практических применений

1.2. ПОСТРОЕНИЕ КНИГИ

С учетом новых достижений в оптоэлектронике очевидно, что в обновленный вариант книги [1 1] должен быть включен материал, который можно рассматривать как выходящий за пределы интегральной оптики. В то же время одна монография не может осветить все многообразие миниатюрных оптических устройств, созданных на основе интегральной оптики и электроники. Поэтому основное внимание в книге мы уделили устройствам на волноводах. Кроме того, современное состояние проблемы таково, что целесообразнее более подробно рассмотреть отдельные элементы или процессы, нежели вопросы их интеграции. Поэтому название книги—«Волноводная оптоэлектроника»—было выбрано с целью представить область, отличающуюся своеобразием как с теоретической, так и с практической точек зрения.

Основным элементом волноводных оптоэлектронных устройств является, конечно, оптический волновод, в котором сконцентрировано оптическое поле Поэтому в гл.2 представлена теория таких диэлектрических волноводов и описаны их основные виды. Эта глава является по существу расширенным вариантом главы, написанной тем же автором для книги [1 1], которая по общему мнению оказалась очень удачным введением в данный предмет В новом изложении глава также начинается с основополагающих принципов, дающих описание мод в планарных диэлектрических волноводах на основе представлений геометрической оптики и электромагнитной теории, но в нее также включен новый ценный материал по многослойным и полосковым, или канальным, волноводам Глава заканчивается серьезным рассмотрением теории связанных мод, которая необходима для понимания многих вопросов, затрагиваемых в последующих разделах.

Следует заметить, что в данной монографии гл.3—6 построены совсем по-иному, чем в книге [1.1]. В частности, гл 3 в [1.1] посвящена устройствам ввода световых пучков и волноводным элементам связи. Теперь, напротив, рассмотрение различных конструкций элементов связи распределено по главам. Это обусловлено тем, что существует большое многообразие самих элементов связи и относящихся к ним задач, зависящих от конкретного рассматриваемого устройства (например, волноводный соединитель, модулятор и т д). Кроме того, конструкции и характеристики этих элементов связи зависят от особенностей технологии материалов (GaAs, $LiNbO_3$ и т.д), из которых они изготавливаются, что потребовало их рассмотрения в нескольких различных разделах книги. Несмотря на то что такой подход неизбежно при-

водит к некоторому дублированию, он снижает до минимума количество перекрестных ссылок между главами.

В гл.3 волноводные соединения и переходы рассматриваются в первом приближении теории связанных мод, основы которой развиты в гл.2. В частности, данная теория отличается противопоставлением локальных нормальных мод связанных волноводов представлению (обычно менее точному, но более известному) в виде связанных мод. Затем проводится различие между быстрыми (резкими) и медленными (градиентными) переходами и рассматриваются некоторые конкретные конструкции, в том числе двуплечные разветвления, рупорные переходы и трехплечные разветвления.

Гл.4 посвящена устройствам на основе ниобата лития, а также технологии их изготовления. Автор начинает с описания изготовления волноводов из $LiNbO_3$ методом диффузии титана, а затем рассматривает модуляторы, переключатели и устройства связи, использующие электрооптический эффект. Затем он описывает устройства, управляющие поляризацией света, в частности преобразователи ТЕ—ТМ, а также другие устройства, в том числе поляризационно-нечувствительные системы и оптические переключатели. Глава заканчивается кратким обзором более сложных применений, таких, как лазеры с расширенным резонатором, волоконно-оптические гироскопы и аналого-цифровые преобразователи.

Предметом изучения двух последних глав являются полупроводниковые устройства. В гл.5 рассматриваются высокоскоростные лазеры, светоизлучающие диоды и усилители, в которых с помощью волновода обеспечивается работа на основной поперечной моде. Глава начинается с краткой теории лазерной генерации и рассмотрения структур для селекции поперечных мод. Затем в ней обсуждаются проблемы селекции продольных мод, после чего затрагиваются специальные вопросы, а именно ширина линии, скорость модуляции и ограничения по частоте. В заключение главы рассмотрены сверхлюминесцентные диоды и лазерные усилители.

Если гл.5 посвящена источникам оптического излучения, то в гл.6 описывается большое число других полупроводниковых приборов. Эта последняя глава начинается с рассмотрения теории полупроводниковых волноводов и относящейся к ним технологии материалов и методов изготовления. Затем представлены пассивные устройства, такие, как волноводы, элементы связи, изгибы и разветвления. Рассматриваются теория модуляторов, а также соответствующие эксперименты, при этом много места уделяется вопросам фазовой модуляции с использованием электрооптического эффекта, электропоглощения и нелинейных свойств

Описание оптоэлектронных интегральных компонентов заканчивается кратким обзором потенциальных возможностей объединения большого числа отдельных элементов в широкий набор сложных интегральных схем

В заключение заметим, что нами была предпринята попытка достичь еднннства обозначений в разных главах книги. Тем не менее согласованных символов оказалось явно недостаточно, чтобы справиться со всем множеством геометрических обозначений, трехмерных полей, анизотропных свойств и других факторов, требующих большого количества букв, индексов, греческих символов и т.п. Мы вынуждены были поэтому пойти на компромисс между различными обозначениями, что было продиктовано либо сложностью рассматриваемого предмета, либо различиями в научных нлн технических основах, присущих материалу каждой главы. Чтобы избежать возможных недоразумений, главы были написаны как отдельные части, которые можно читать независимо друг от друга. По той же причине перекрестные ссылки касаются в основном понятий, имеющих общий характер, и не затрагивают математических частностей.

Редактор хочет выразить благодарность за помощь другим авторам, чьи конструктивные предложення при подготовке материала этой книги трудно переоценить.

Литература

1.1. *Tamir T.* Integrated Optics, Topics Appl Phys., **7** —Springer, Berlin, Heidelberg, 1982. [Имеется перевод 1-го изд.: Интегральная оптика./Под ред. Т. Тамира. —М.: Мир, 1978.]

1.2 *Miller S.E.* Integrated Optics: An Introduction. —Bell System Tech. J., **48**, 2059 (1969)

1 3 *Leonberger F.J.* Applications of guided-wave interferometers. —Laser Focus, March **18**, 125 (1982).

1.4 *Alferness R.C* Waveguide Electrooptic Modulators. —IEEE Trans Microwave Theory and Techniques, **MTT-30**, **1121** (1982).

1.5. *Koren U., Margalit S., Chen T.R, Yu K.L, Yariv A, Bar-Chaim N., Lau K.Y., Ury I.* Recent Developments in Monolithic Integration of InGaAsP/InP Optoelectronic Devices. —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1653 (1982)

1.6. *Bar-Chaim N., Margalit S., Yariv A., Ury I.* GaAs Integrated Optoelectronics —IEEE Trans, **ED-29**, 1372 (1982).

1.7. *Suematsu Y.* Long-wavelength Optical Fiber Communication. — Proc. IEEE, **71**, 692 (1983).
1.8. *Haus H.A.* Waves and Fields in Optoelectronics. — Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984. [Имеется перевод: *Хаус Х.* Волны и поля в оптоэлектронике. — М.: Мир, 1988.]
1.9. *Hunsperger R.G.* Integrated Optics: Theory and Technology, Springer Ser. Opt. Sci., **33**. — Springer, Berlin, Heidelberg, 1985. [Имеется перевод: *Хансперджер Р.* Интегральная оптика: теория и технология. — М.: Мир, 1985.]
1.10. *Nolting H.P., Ulrich R.* (eds.). Integrated Optics. — Proc. 3rd European Conf., Springer Ser. Opt. Sci., **48**. — Springer, Berlin, Heidelberg, 1985.
1.11. *Cheo P.K.* Fiber Optics Devices and Systems. — Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1985.
1.12. *Lau K.Y., Yariv A.* Ultra-high Speed Semiconductor Lasers. — IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 121 (1985).
1.13. *Findakly T.* Glass Waveguides by Ion Exchange: a Review. — Opt. Engg., **24**, 244 (1985).
1.14. *Kogelnik H.* High-speed Lightwave Transmission in Optical Fibers. — Science, **228**, 1043 (1985).
1.15. *Lee D.L.* Electromagnetic Principles of Integrated Optics. — New York: Wiley, 1986.
1.16. *Alferness R.C.* Optical Guided-Wave Devices. — Science, **234**, 825 (1986).
1.17. *Garmire E.* Fundamentals of Waveguides; Integrated Optics Technology. — In: Electromagnetic Surface Excitations/Ed. by R.F. Wallis and G.I. Stegeman: Springer Ser. Wave Phen., **3**. — Springer, Berlin, Heidelberg, **202**, 189 (1986).
1.18. *Wada O., Sakurai T., Nakagami T.* Recent Progress in Optoelectronic Integrated Circuits (OEIC's). — IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 805 (1986).
1.19. *Hall D.G.* Integrated Optics: The Shape of Things to Come. — Photonics Spectra, Aug. 1986, **87**.
1.20. *Carlson B.* A Foundry Approach to Integrated Optics. — Photonics Spectra, March 1987, **152**.
1.21. *Hutcheson L.D.* (Ed). Integrated Optics: Evolution and Prospects. — Optics News, Feb. **14**, 8 (1988).

2. ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

*Г Когельник**

Оптическне волиоводы, известные также, как «диэлектрические» волноводы, представляют собой структуры, которые используются для коицентрации и направления света в волиоводиых устройствах и схемах интегральной оптики Эта глава посвящеиа теории таких волноводов В других главах книги обсуждается технология их изготовлеиия методами распыления, диффузии, ионной имплантации и эпитакснального роста Хорошо известным оптическим волноводом является оптнческое волокно, которое обычно имеет круглое поперечное сечение Для ннтегральиой же оптнки представляют интерес, как правило, планарные структуры, такне, как планарные пленки или полоски Мы будем рассматривать главным образом планарные волноводы, хотя большинство основных принципов применимо ко всем тнпам оптнческнх волноводов

Простейший днэлектрнческнй волновод—это планарный (плоский) волновод, изображеиный на рис 2 1, у которого планариая плеика с пока-

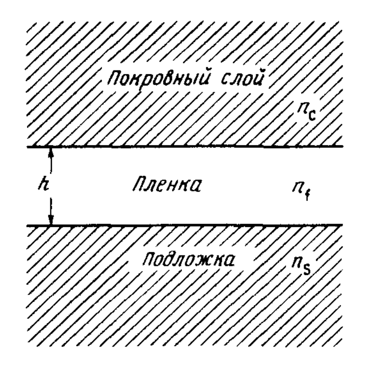


Рис.2.1. Поперечное сечение плоского волновода, состоящего из тонкой плен ки толщнной (нли высотой) h с показателем преломления n_f, заключенной между подложкой и покровным материалом с показателями преломления n_s н n_c соот ветственно

зателем преломлеиия n_f помещена между подложкой и покровным материалом с меньшими показателями преломлення соответствеино n_s н n_c ($n_f > n_s \geq n_c$) Часто покровным материалом является воздух, тогда $n_c = 1$ Для нллюстрации в табл 2 1 приведены показатели преломлення

* *Herwig Kogelnik*, AT&T Bell Laboratories, Crawford Hill Laboratory, Box 400, Holmdel, NJ 07733, USA

Таблица 2 1 Показатели преломления (n) некоторых оптических волноводных материалов

Диэлектрический материал	λ, мкм	n
Плавленый кварц (SiO_2)	0,633	1,46
Типичное покровное стекло для микроскопа	0,633	1,51
Напыленное стекло марки Corning 7059	0,633	1,62
$LiTaO_3$ (n_o)	0,80	2,15
(n_e)	0,80	2,16
$LiNbO_3$ (n_o)	0,80	2,28
(n_e)	0,80	2,19
GaAs	0,90	3,6
InP	1,51	3,17

некоторых диэлектрических материалов, применяемых в интегральной оптике Типичные значения разности между показателями преломления пленки и подложки лежат в пределах $10^{-3}-10^{-1}$, а типичная толщина пленки составляет 1 мкм Из за полного внутреннего отражения на поверхностях раздела пленка—подложка и пленка—покровный слой область распространения света оказывается ограниченной

Диэлектрическим волноводам уже посвящены несколько учебников [2 1-2 9], и читатель может обратиться к ним по вопросам, касающимся истории данной области, или для ознакомления с более полным списком литературы

В данном разделе преследуется несколько целей Прежде всего необходимо дать введение в проблему, а затем привести сводку важных результатов, достаточно подробную, чтобы она была полезной экспериментатору Кроме того, желательно, чтобы краткое теоретическое рассмотрение было достаточно строгим и общим и обеспечивало основу для разработки и исследования всех возможных типов волноводов и устройств, представляющих интерес для интегральной оптики В разд 2 1 мы рассмотрим распространение света в плоских волноводах на основе представлений геометрической оптики Это должно дать начальное физическое понимание задачи, а также послужить введением в представления и терминологию, употребляемые при рассмотрении диэлектрических волноводов Здесь же приведены некоторые важные результаты, представляющие интерес для экспериментаторов В разд 2 2 представлены общие принципы электромагнитной теории диэлектрических

волноводов н распространяющнхся в них мод, в том чнсле связанные с нимн ортогональность, снмметрня и варнацнонные свойства В разд 2 3 прнводнтся подробный спнсок формул для мод и полей плоскнх волноводов, прнчем рассматриваются как направляемые ТЕ н ТМ моды, так и моды нзлучення Разд 2 4 посвящен волноводам с плавно нзменяющнмся профнлем показателя преломлення, н прнводятся решення для мод в случае параболнческого профиля, профнля внда $1/\mathrm{ch}^2$ и экспоненцнального профнля Кроме того, кратко рассмотрены плавные профнлн, содержащие резкое ступенчатое измененне показателя преломлення, а также ВКБ метод В разд 2 5 обсуждаются полосковые, нлн канальные, волноводы н прнмененне к подобным структурам метода эффектнвного показателя преломлення Заключительный разд 2 6 посвящен развнтию формалнзма связанных мод в прнмененни к днэлектрическнм волноводам, а также опнсанню деформацнй волноводов н волноводов перноднческого тнпа

На протяженин всей этой главы мы будем предполагать, что направляемый свет является когерентным н монохроматнческнм н что волноводы состоят нз нзотропных н не нмеющих потерь диэлектрнческнх сред Чнтатель, ннтересующийся оптнческнмн волноводамн с потерямн н волноводамн с металлическнмн покрытиямн, может обратнться к статьям Андерсона [2 10], Рейзнигера [2 11], Камннова н др [2 12], а также к лнтературе, цнтнруемой в этнх работах Анизотропные днэлектрнческне волноводы рассматрнвалн Нельсон н Мак Кенна [2 13], Ямамото н др [2 14], Рамасвамн [2 15, 2 16] н другие авторы

2.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В этом разделе мы рассмотрнм теорню, опнсывающую распространенне света в плоском волноводе на основе представленнй геометрнческой оптнкн Методы геометрнческой оптнкн в прнмененнн к плоскнм волноводам нспользовалнсь в работах Тьена [2 17], Маурера н Фелсена [2 18], Лоча [2 19] и других авторов Плоскнй волновод на рнс 2 1 намн выбран по двум прнчннам во первых, рассмотренне для него проводнтся достаточно просто, н, во вторых, он представляет значнтельный практнческнй ннтерес для ннтегральной оптнкн Мы воспользуемся представленнямн геометрнческой оптнки, чтобы ввестн основные понятня н термннологню теорнн днэлектрнческнх волноводов, а нменно характер распространення мод, частоту отсечкн, постоянные распространення и эффектнвную толщину волновода Кроме того, эти представлення позволяют получнть ннтересные для эксперимментаторов результаты,

такие, как кривые постоянной распространения и эффективной толщины плоских волиоводов Понятия геометрической оптики просты и наглядны, но оии не дают такого полного описания явлений, как это делает электромагнитная теория, которую мы рассмотрим ниже в разд 2 2 и 2 3 Тем не менее результаты, представленные в этом разделе, находятся с ней в полном согласии

Распространение света в плоском волиоводе представляется как зигзагообразное распространеиие одиого из световых лучей в пленке, испытывающих полное внутреннее отражение иа поверхностях раздела пленка—подложка и пленка—покровный слой Поскольку отражение и преломление иа этих диэлектрических поверхностях играют важную роль в волноводном процессе, остановимся кратко на соответствующих законах и следствиях из них

2.1.1. Преломление и отражение

Рассмотрим границу, разделяющую две изотропные, однородные диэлектрнческие среды без потерь с показателями преломления n_1 и n_2 (рис 2 2) Пусть на эту границу падает когерентная световая волна под углом θ_1 между нормалью к волновой поверхности и нормалью к границе раздела В общем случае волна с комплексной амплитудой A на границе раздела частично отражается и частично преломляется, как показано на рисунке Угол θ_2 для преломленной волны C можно определить из закона Снеллиуса

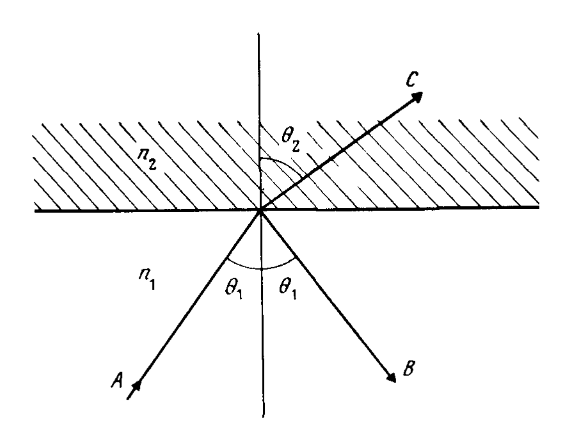


Рис.2.2. Направление нормалей к волновым поверхностям преломленного и отраженного света на плоской границе раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 Угол падения равен θ_1

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \qquad (2\ 1\ 1)$$

Отраженная волна нмеет на границе раздела комплексную амплитуду B линейно связанную с A коэффициентом отраження R

$$B = R \cdot A \qquad (2\ 1\ 2)$$

Коэффициент отражения зависит от угла падения и поляризации света и определяется нз формул Френеля Для ТЕ полярнзации (когда векторы электрическнх полей перпендикулярны плоскостн падения, в которой лежат иормалн к волиовой поверхности и граннце раздела) мы нмеем

$$R_{TE} = \frac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2} = \frac{n_1\cos\theta_1 \quad \sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}}{n_1\cos\theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}} \qquad (2\ 1\ 3)$$

Соответствующая формула для ТМ полярнзацнн (векторы магнитных полей перпенднкулярны плоскости падения) нмеет вид

$$R_{TM} = \frac{n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2} = \frac{n_2^2\cos\theta_1 - n_1\sqrt{n_2^2 \quad n_1^2\sin^2\theta_1}}{n_2^2\cos\theta_1 + n_1\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta_1}} \qquad (2.1.4)$$

Так называемый критическнй угол θ_c определяется выражением

$$\sin \theta_c = n_c / n_c \qquad (2\ 1\ 5)$$

До тех пор пока $\theta_1 < \theta_c$, мы имеем лншь частичное отражение, и вели чииа R вещественна Как только угол падения становится больше кри тического ($\theta_1 > \theta_c$), модуль коэффициента отраження $|R| = 1$ и имеет место полное отражение света В этом случае величина R является комплексной и отраженная световая волна оказывается сдвинутой по фазе относительно падающей волны Таким образом, можно запнсать

$$R = \exp(2j\phi) \qquad (2\ 1\ 6)$$

и с помощью формул Френеля получить следующие выражения для фазовых сдвигов ϕ_{TE} н ϕ_{TM} соответственно для двух состояний поляризации

$$\operatorname{tg} \phi_{TE} = \frac{\sqrt{n_1^2\sin^2\theta_1 - n_2^2}}{n_1\cos\theta_1}, \qquad (2.1.7)$$

$$\operatorname{tg} \phi_{TM} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1} \qquad (2\ 1\ 8)$$

На рис 2 3 показана зависимость фазового сдвига ϕ_{TE} от угла падения θ_1 для различных значений отношения показателей преломления n_2/n_1 Значения 0,3, 0,5 и 0,7 приблизительно соответствуют граннцам раздела между воздухом н GaAs, $LiNbO_3$ н SiO_2 соответственно Заметнм, что фазовый сдвнг возрастает от нуля при крнтическом угле падения до $\pi/2$ при скользящем угле падения ($\theta_1 = 90°$) Тангенс угла наклона данной кривой изменяется от бесконечно большого значения при $\theta_1 = \theta_c$ до велнчины $(1 - n_2^2/n_1^2)^{-1/2}$ при $\theta_1 = 90°$ Поведение завнсимости ϕ_{TM} аналогнчно

Рассмотрим теперь («асимметрнчную») плоскую волноводную структуру (рнс 2 4), у которой пленка нмеет показатель преломлеиня n_f, а

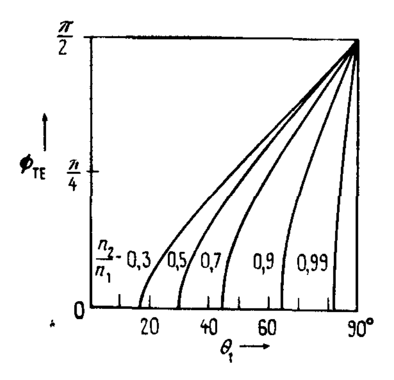


Рис. 2.3. Завиcнмость фазового сдвига ϕ_{TE} ТЕ моды от угла падения θ_1

материалы подложки и покровного слоя характернзуются соответственно показателями преломления n_s и n_c В общем случае имеет место соотношеине $n_f > n_s > n_c$ и существуют два критических угла θ_s — угол полного отраження на границе пленка — подложка и $\theta_c < \theta_s$ — угол полного отражения на границе пленка — покровный слой При увелнченин угла падення θ возникают трн разлнчных случая которые иллюстрируются на рис 2 4 При малых углах падення $\theta < \theta_s$, θ_c свет, падающий

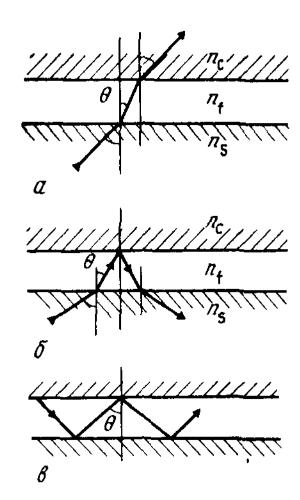


Рис.2.4. Распространение зигзагообразных волн в плоском волноводе *а* — излучательные моды, *б* — излучательные моды подложки, *в* — волноводные моды

со стороны подложки, преломляется в соответствии с законом Снеллиуса и выходит из волновода через покровный слой (рис 2 4,*а*) В этом случае по существу отсутствует волноводное распространение света и соответствующая электромагнитная мода называется «излучательной модой», которая более подробно рассматривается в разд 2 3 Если увеличить угол θ таким образом, чтобы выполнялось условие $\theta_c < \theta < \theta_s$, то возникнет ситуация, показанная на рис 2 4,*б* Свет, падающий со стороны подложки, преломляется на границе раздела пленка — подложка, полностью отражается на границе пленка — покровный слой, преломляется обратно в подложку и, пройдя сквозь нее, покидает структуру Снова волноводное распространение отсутствует, и мы можем говорить об «излучательной моде» подложки (разд 2 3) Наконец, когда угол θ становится достаточно большим (рис 2 4,*в*), так что выполняется соотношение θ_s, $\theta_c < \theta$, имеет место полное внутреннее отражение на обеих границах раздела Свет, попав однажды в пленку, будет распространяться в ней по зигзагообразному путн Этот случай, соответствующий волноводной моде, в дальнейшем мы рассмотрим более подробно

2.1.2. Волноводные моды

На рис.2.5 показаны вид сбоку на плоский **волновод и выбранния**

нами система координат Предполагается, что свет распространяется в волноводе в направленин z, что в направлении x распространение ограничено и, кроме того, как сама структура, так и свет однородны вдоль осн y В этом случае физическая картина волноводного распространения света состонт в том, что свет идет по пленке по знгзагообразному пути Точнее говоря, это картина, полученная сложением двух одиородных плоских волн, нормалн к волновым фронтам которых следуют по зигзагообразному пути, показанному на рисунке На грани

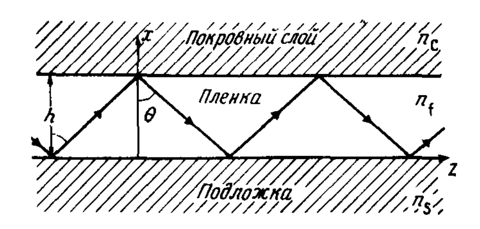


Рис. 2.5. Вид сбоку на плоский волновод и направления нормалей к волновым поверхностям зигзагообразных волн, соответствующих волноводной моде

цах пленки эти волны испытывают полное внутреннее отражение Данные волны монохроматичны и когерентны, имеют угловую частоту ω, длину волны в свободном пространстве λ и движутся с волновым вектором $\mathbf{k}n_f$ в направлении нормали к волновому фронту, причем абсолютное значение вектора $\mathbf{k}$ равно

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}, \tag{2 1 9}$$

где c—скорость света в вакууме Поля этих волн изменяются по закону

$$\exp\left[-jkn_f(\pm x \cos\theta + z \sin\theta)\right] \tag{2 1 10}$$

На основе зигзагообразной картины распространения света постоянную распространения β (и связанную с ней фазовую скорость v_p) волноводной моды плоского волновода можно записать в виде

$$\beta = \omega/v_p = kn_f \sin\theta, \tag{2 1 11}$$

что является z-составляющей волнового вектора $\mathbf{k}n_f$ Однако угол θ не может принимать любые значения, только набор некоторых дискретных значений угла (по-видимому, их может не быть совсем) приводит к той самосогласованной картине поля, которая соответствует тому, что на-

зывают волноводными модами Чтобы исследовать этот случай более подробно, рассмотрим некоторое поперечное сечение волновода z = const и сложим фазовые сдвиги, которые появляются, когда волна движется от нижней границы пленки ($x = 0$) к верхней границе ($x = h$) и затем, отразившись, обратно к исходной границе пленки Для того чтобы картина была самосогласованной, сумма всех фазовых сдвигов должна быть кратна 2π После первого прохода пленки толщиной h фазовый сдвиг оказывается равным $kn_f h \cos\theta$, на границе пленка—покровный слой при полном внутреннем отражении мы имеем фазовый сдвиг $-2\phi_c$, на обратном пути через пленку добавляется еще $kn_f h \cos\theta$ и при полном внутреннем отражении от границы пленка—подложка сдвиг фазы равен $-2\phi_s$ Таким образом, мы получили следующее условие самосогласования (известное также, как условие поперечного резонанса)

$$2kn_f h \cos\theta - 2\phi_s - 2\phi_c = 2\nu\pi, \qquad (2\,1\,12)$$

где ν—целое число (0,1,2), которое определяет порядок моды Из выражений (2 1 7) и (2 1 8) после подстановки в них соответствующих значений n_1 и n_2 мы видим, что фазовые сдвиги ϕ_s и ϕ_c являются функциями угла θ Уравнение (2 1 12) является по существу дисперсионным уравнением волновода, позволяющим находить постоянную распространения β как функцию частоты ω и толщины пленки h В соответствии с (2 1 5) и (2 1 11) величина β для волноводных мод может изменяться в пределах, ограниченных значениями постоянных распространения плоской волны в материалах подложки и пленки

$$kn_s < \beta < kn_f \qquad (2\,1\,13)$$

Во многих случаях удобно использовать понятие «эффективный волноводный показатель преломления», который определяется следующим образом

$$N = \beta/k = n_f \sin\theta \qquad (2\,1\,14)$$

и может изменяться в пределах

$$n_s < N < n_f \qquad (2\,1\,15)$$

На рис 2 6 представлено графическое решение дисперсионного уравнения (2 1 12) для основной моды ($\nu = 0$), которое дает дополнительную информацию о характеристиках волновода На нем изображены зависимости от угла θ фазового сдвига за проход поперек пленки

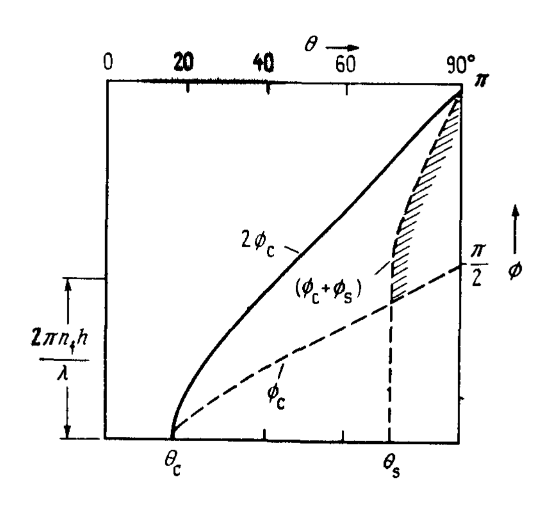


Рис. 2.6. Графическое решенне дисперсионного уравнения для **основных** мод снмметричного н асимметричного плоских волноводов

$kn_f h \cos \theta$ (показана пунктиром) н суммы фазовых сдвигов $(\phi_s + \phi_c)$ прн отражениях от граннц пленкн Последнюю завнснмость мы рассмотрим для двух тнпов волноводов симметричного, у которого $\phi_c = \phi_s$ (сплошная крнвая), н асимметрнчного (штрнховая кривая) Сначала исследуем снмметрнчный волновод, для которого пересечение сплошной н пунктнрной крнвых дает значенне угла θ зигзагообразной волны для осиовной моды Следует заметить, что с уменьшением h/λ пернод зигзагообразной волны уменьшается (угол θ становнтся меньше), но решенне существует всегда, даже если толщнна пленки становнтся очень малой Это означает, что для основной моды симметрнчного волновода не существует отсечки Конечно, по мере того, как толщина волновода становится больше, в нем распространяется все большее чнсло волноводных мод В случае асимметрнчного волновода будем искать пересечнне пунктнрной н штрнховой кривых Однако только часть крнвой $(\phi_s + \phi_c)$, выделенная штрнховкой, лежит выше крнтического угла θ_s для граннцы пленка—подложка Прн достаточно малой толщнне пленкн мы не получим пересечення крнвых выше граннцы отсечки, а это означает, что в асимметрнчном волноводе не всегда могут распространяться волноводные моды, т е даже для основной моды существует условне отсечкн

На рис 2 7 представлена $\omega-\beta$-диаграмма, которая нллюстрирует некоторые из рассмотренных выше дисперснончых характернстик, тнпичных для диэлектрического волновода Показаны три первые волноводные моды (ν = 0, 1, 2) На частоте отсечки постоянные распространения принимают значения, лежащие на нижней границе $n_s k$, а по мере того, как ω (или толщина h) возрастает, β достигает своей верхней границы $n_f k$, и все большее число мод может существовать в волиоводе Помимо дискретного спектра волноводных мод на диаграмме изображен иепрерывный спектр мод излучення

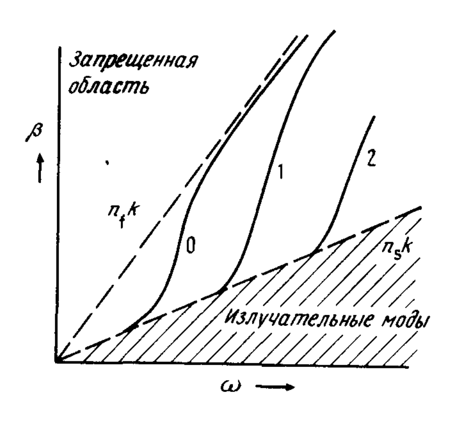


Рис.2.7. Типнчная $\omega-\beta$-диаграмма для днэлектрических волноводов

Чтобы построить более точную $\omega-\beta$-диаграмму для асимметричиого плоского волновода, необходимо численно решить уравнение (2 1 12) Результаты такого решения могут быть более широко использованы, если мы проведем нормировку, объединяющую несколько параметров волиовода Прежде всего определим нормироваинную частоту и толщину пленки V следующим образом

$$V = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \tag{2 1 16}$$

а затем нормированный волноводный показатель преломления b, связанный с эффективным показателем преломления N (и β) соотношением

$$b = (N^2 - n_s^2)/(n_f^2 - n_s^2) \tag{2 1 17}$$

Показатель преломления b равен нулю на частоте отсечки н приближа-

ется к единнце вдали от нее Для малых разностей показателей преломления ($n_f - n_s$) нмеем простое лннейное соотношение

$$N \approx n_s + b\,(n_f - n_s) \qquad (2\;1\;18)$$

Наконец, определим параметр аснмметрии вол**новодной с**труктуры как

$$a = (n_s^2 - n_c^2)/(n_f^2 - n_s^2). \qquad (2\;1\;19)$$

Этот параметр применяется для ТЕ-мод и нзменяется от нуля в случае полной снмметрнн ($n_s = n_c$) до бесконечностн при сильной аснмметрнн ($n_s \neq n_c$ и $n_s \approx n_f$) В качестве нллюстрации в табл 2 2 приведены значення параметра аснмметрии a_E, а также показателн преломлення трех волноводных структур, представляющнх практический интерес

Таблица 2 2 Параметры аснмметрии для ТЕ-мод (a_E) и ТМ-мод (a_M) плоских волноводов

Волновод	n_s	n_f	n_c	a_E	a_M
GaAlAs, двойная гетероструктура	3,55	3,6	3,55	0	0
Напыленное стекло	1,515	1,62	1	3,9	27,1
Днффузня Ti LiNbO$_3$	2,214	2,234	1	43,9	1093
Обратная днффузня LiNbO$_3$	2,214	2,215	1	881	21206

Для ТЕ-мод с помощью выражения (2 1 7) н проведенных выше нормировок дисперснонное уравненне (2 1 12) можно запнсать в виде

$$V\sqrt{1 - b} = \nu\pi + \operatorname{arctg}\sqrt{b/(1 - b)} + \operatorname{arctg}\sqrt{(b + a)/(1 - b)} \qquad (2\;1\;20)$$

Чнсленное решение уравнеиня (2 1 20) позволяет получнть нормнрованную $\omega-\beta$ днаграмму, показанную на рис 2 8 и заимствованную намн из работы Когельннка н Рамасвамн [2 20] На этой днаграмме волноводный показатель преломления b представлен как функция нормнрованной частоты V для четырех различных значеннй параметра аснмметрнн и трех порядков моды $\nu = 0, 1, 2$

Полагая в дисперсионном уравнении (2 1 20) $b = \nu = 0$, находим частоту отсечки V_0 основной моды

$$V_0 = \operatorname{arctg} \sqrt{a} \qquad (2\ 1\ 21)$$

Это соотношение можно переписать также в виде

$$(h/\lambda)_0 = \frac{1}{2\pi} (n_f^2 - n_s^2)^{-1/2} \operatorname{arctg} \sqrt{a} \qquad (2\ 1\ 22)$$

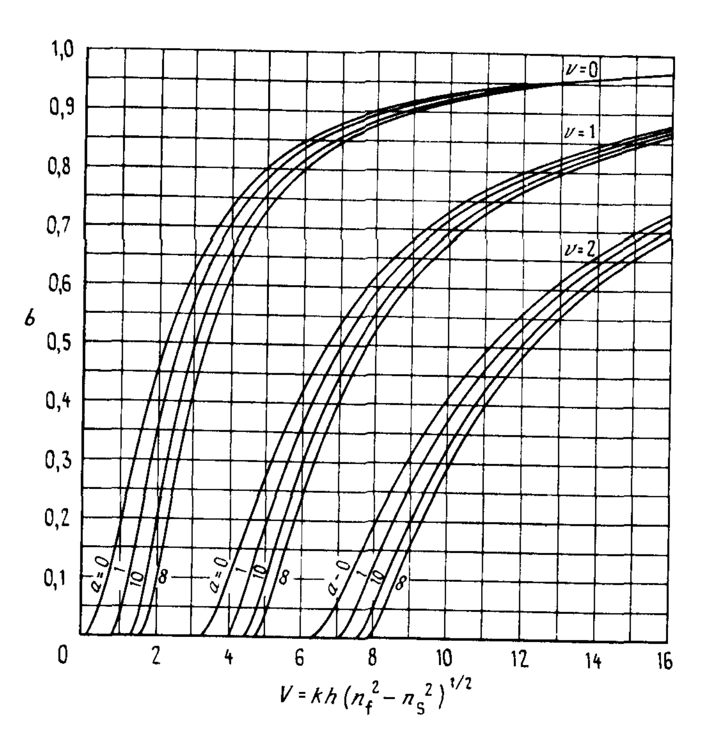


Рис.2.8. Нормированная $\omega-\beta$-диаграмма для плоского волновода, на которой показана зависимость нормированного волноводного показателя преломления b от нормированной толщины V при различных значениях параметра асимметрии [2 20]

Частота отсечки V_ν моды ν-го порядка дается выражением

$$V_\nu = V_0 + \nu\pi, \qquad (2\ 1\ 23)$$

откуда мы получаем приближенную формулу для определения числа волноводных мод, которые могут распространяться в волноводе

$$\nu = \frac{2h}{\lambda}\sqrt{n_f^2 - n_s^2} \qquad (2\ 1\ 24)$$

Для ТМ-моды условия отсечки имеют такой же вид, как и для ТЕ-моды, а $\omega-\beta$-диаграммы очень похожи Действительно, если разность показателей преломления $n_f - n_s$ мала, для ТМ-мод можно использовать диаграмму на рис 2 8 Однако эти утверждения справедливы только в том случае, если мы определим параметр асимметрии по-другому [2 20], а именно как

$$a = \frac{n_f^4}{n_c^4}\,\frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \qquad (2.1\ 25)$$

Для иллюстрации в табл 2 2 приведены значения **этого параметра, где** он обозначен как a_M

2.1.3. Сдвиг Гуса-Хеихена

До сих пор мы представляли свет в волноводе в виде суммы плоских волн с учетом их фаз и направления нормалей к волновым поверхностям В этом и следующем разделах мы рассмотрим также энергию света и ее поток через волновод Но прежде нам необходимо более точно определить, что мы понимаем под световым лучом Световой луч определяется здесь как направление вектора Пойнтинга или потока энергии света В соответствии с этим под лучом понимается ось узкого пучка света или волнового пакета Связь между нормалью к волновой поверхности и лучом по сути является пространственным аналогом соотиошения между фазовой и групповой скоростями Для простого случая плоской волны в однородной изотропной среде направления нормали к волновой поверхности и луча совпадают, но в анизотропиой среде направление луча обычно отличается от направления нормали к волновой поверхности

Сдвиг Гуса—Хенхена, который возникает при полном внутреннем отражении на границе раздела диэлектриков, представляет собой другой случай, когда поведение светового луча отличается от поведения нормали к волновой поверхности При этом явлении отраженный луч (B) сдвигается в пространстве относительно падающего луча или волнового пакета (A), как показано на рис 2 9 Такой пространственный сдвиг луча весьма важен для понимания поведения потока энергии в диэлект-

рических волноводах с позиций геометрической оптики

Чтобы определить поперечный сдвиг луча, обозначенный на рис 2 9 как $2z_s$, рассмотрим простой волновой пакет, состоящий из двух плоских волн, падающих под двумя незначительно отличающимися углами Если z-составляющие соответствующих волновых векторов равны $\beta \pm \Delta\beta$, то комплексная амплитуда $A(z)$ падающего волнового пакета на границе раздела $x = 0$ запишется в виде

$$A = [\exp(j\Delta\beta z) + \exp(-j\Delta\beta z)] \exp(-j\beta z) = 2 \cos(\Delta\beta z) \exp(-j\beta z) \tag{2.1.26}$$

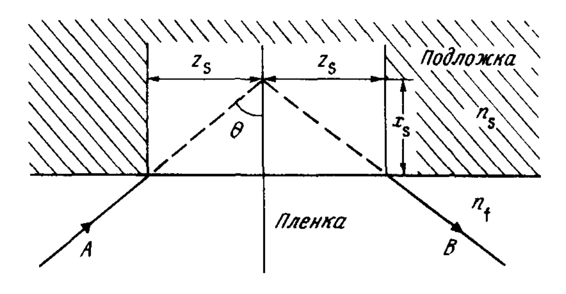


Рис.2.9. Ход светового луча при полном внутреннем отражении на границе раздела двух диэлектрических сред с учетом пространственного сдвига отраженного луча (сдвиг Гуса—Хенхена)

Прежде чем применить к каждой плоской волне законы отражения (2 1 2) и (2 1 6), следует вспомнить, что фазовый сдвиг ϕ, появляющийся при полном внутреннем отражении, есть функция угла θ (и постоянной β) При малых значениях $\Delta\phi$ и $\Delta\beta$ можно воспользоваться следующим разложением

$$\phi(\beta + \Delta\beta) = \phi(\beta) + \frac{d\phi}{d\beta} \Delta\beta \tag{2 1 27}$$

Учитывая это, амплитуду $B(z)$ отраженного волнового пакета на границе $x = 0$ можно записать в виде

$$B = \{\exp[j(\Delta\beta z - 2\Delta\phi)] + \exp[-j(\Delta\beta z - 2\Delta\phi)]\} \exp[-j(\beta z - 2\phi)] =$$
$$= \cos[\Delta\beta(z - 2z_s)] \exp[-j(\beta z - 2\phi)] , \tag{2 1.28}$$

где

$$z_s = \frac{d\phi}{d\beta} . \tag{2.1.29}$$

Это дает нам пространственный сдвиг волнового пакета, т е луча, в компактном и простом виде [2 21, 2 22] Используя выражения (2 1 7), (2 1 8) и (2 1 11), имеем для ТЕ-мод

$$kz_s = (N^2 - n_s^2)^{-1/2} \operatorname{tg} \theta \qquad (2\ 1\ 30)$$

и для ТМ-мод

$$kz_s = (N^2 - n_s^2)^{-1/2} \operatorname{tg} \theta \bigg/ \left[\frac{N^2}{n_s^2} + \frac{N^2}{n_f^2} - 1\right] \qquad (2\ 1\ 31)$$

Этот пространственный сдвиг луча означает, что свет, прежде чем отразиться, проникает на глубину x_s в подложку (рис 2 9), причем

$$x_s = \frac{z_s}{\operatorname{tg} \theta} \qquad (2\ 1\ 32)$$

Если мы сравним полученный результат с выводами электромагнитной теории, которые представлены в разд 2 3, то увидим, что в подложке возникают затухающие поля, постоянные затухания которых тесно связаны с глубиной проникновения луча x_s

2.1.4. Эффективная толщина волновода

Для того чтобы исходя из картины зигзагообразных лучей построить *модель распространения света в волноводе, учитывающую поток* энергии, необходимо учесть сдвиги Гуса—Хенхена на границах раздела пленка—подложка и пленка—покровный слой, как это впервые было предложено в работе Бурке [2 23] Рис 2 10 представляет графическую интерпретацию такой лучевой модели с пространственными сдвигами $2z_s$ и $2z_c$ и с глубинами проникновения x_s и x_c Вследствие того что луч проникает за пределы пленки, волновод будет иметь эффективную толщину

$$h_{эфф} = h + x_s + x_c, \qquad (2\ 1\ 33)$$

которая больше толщины пленки h Это же показано на рисунке В последующих разделах мы увидим, что когда исследуются вопросы, связанные с энергией или ее обменом, эффективная толщина также становится характерным параметром электромагнитной теории плоских волноводов Направляемый свет распространяется частично в подложке и покровном слое и по существу занимает область толщиной $h_{эфф}$

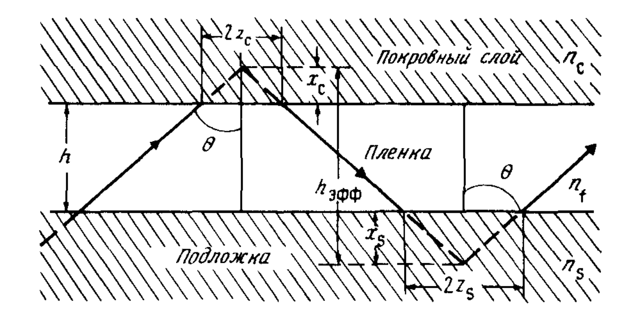


Рис. 2.10. Зигзагообразное распространение света в плоском волноводе Учтены сдвиги Гуса—Хенхена, и указана эффективная толщина $h_{эфф}$ волновода

Чтобы наглядно показать степень ограничения области распространения света в асимметричном плоском волноводе, выполним численный расчет по формуле (2 1 33) и построим кривые зависимости нормированной эффективной толщины

$$H = kh_{эфф}\sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (2\ 1\ 34)$$

от нормированной толщины V Для ТЕ-мод имеем

$$H = V + 1/\sqrt{b} + 1/\sqrt{b + a} \quad (2\ 1\ 35)$$

Соответствующие кривые для четырех значений параметра асимметрии представлены на рис 2 11 Аналогичные графики можно построить для ТМ-мод [2 20] Отметим, что на рис 2 11 имеются точки с минимальным значением величины $H(V)$, которым соответствует максимальное ограничение области распространения света Например, для волноводов с очень большой асимметрией ($a = \infty$) минимальное значение нормированной эффективной толщины $H_{мин} = 4,4$ получается при $V = 2,55$ Отсюда следует, что минимальное значение эффективной толщины равно

$$(h_{эфф}/\lambda)_{мин} = 0,7(n_f^2 - n_s^2)^{-1/2} \quad (2\ 1\ 36)$$

Для типичного тонкопленочного волновода из стекла имеем $n_s = 1,5$, $n_f = 1,6$ и $(h_{эфф}/\lambda)_{мин} \approx 1,3$

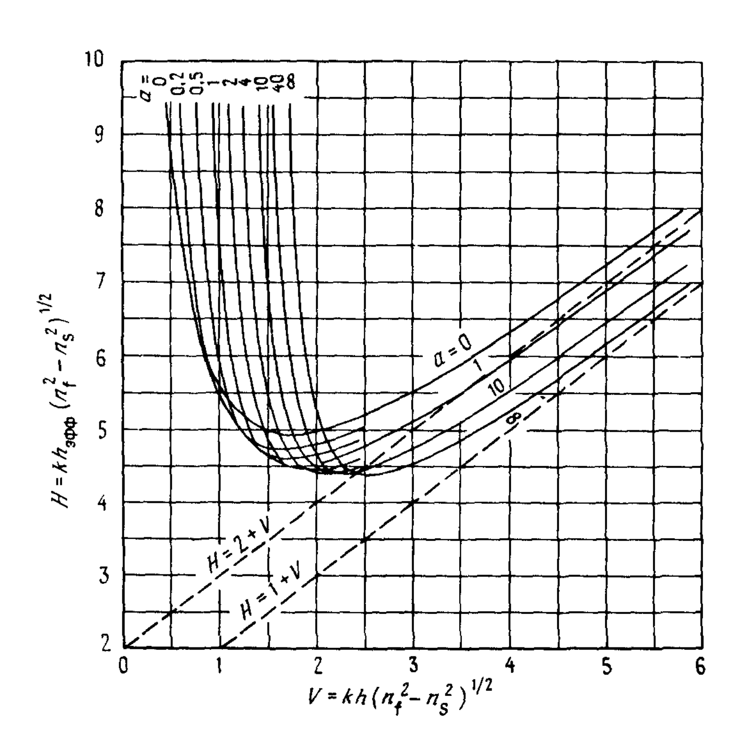


Рис.2.11. Зависнмость нормированиой эффективиой толщииы плоского волиовода от иормированной толщнны пленки V прн различиых зиачеииях параметра асимметрни (Согласно работе [2 20])

2.2. ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТЕОРИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В этом разделе мы хотим объединнть основиые положеиия электромагнитной теории диэлектрнческих волиоводов, которые к настоящему времени уже достаточно хорошо развиты, и обсуднть некоторые основные свойства волноводных мод Это включает в себя запись уравнеиий Максвелла и волновых уравненнй в соответствующей форме, определение модовых свойств поля из соображений симметрнн, доказательство ортогональности мод, рассмотрение разложення в ряд и нормнровки мод, прнменеиия вариациониой теоремы к диэлектрическим волноводам, пото-

ка мощности и накопления энергии, а также вариационных свойств постоянной распространения Мы постараемся рассмотреть эти вопросы по возможности в общей форме для широкого разнообразия планарных и полосковых волноводов, применяемых в интегральной оптике

2.2.1. Уравнения Максвелла

Уравнения Максвелла для свободных от источников и изменяющихся во времени полей имеют вид

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\,\partial\tilde{\mathbf{B}}/\partial t, \tag{2 2 1}$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \partial\tilde{\mathbf{D}}/\partial t, \tag{2 2 2}$$

где t — время, $\nabla = (\partial/\partial x,\ \partial/\partial y,\ \partial/\partial z)$ — оператор набла и $\tilde{\mathbf{E}}(t)$, $\tilde{\mathbf{H}}(t)$, $\tilde{\mathbf{D}}(t)$ и $\tilde{\mathbf{B}}(t)$ — соответственно векторы электрического и магнитного полей, электрической и магнитной индукции, зависящие от времени Мы предполагаем, что поля имеют периодическую зависимость от времени, которая записывается в виде

$$\tilde{\mathbf{E}}(t) = \mathbf{E}\exp(\mathrm{j}\omega t) + \mathbf{E}^{*}\exp(-\mathrm{j}\omega t) \text{ и т д }, \tag{2 2 3}$$

где $\mathbf{E}$ — комплексная амплитуда, ω — угловая частота и звездочка обозначает комплексно сопряженную величину Предполагая, что среда, характеризуемая скалярной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ и скалярной магнитной проницаемостью $\mu(\omega)$, не имеет потерь, можно записать следующие материальные соотношения

$$\mathbf{D} = \varepsilon\,\mathbf{E}, \tag{2 2 4}$$

$$\mathbf{B} = \mu\,\mathbf{H} \tag{2 2 5}$$

При этом уравнения Максвелла для комплексных амплитуд запишутся в виде

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mathrm{j}\omega\mu\,\mathbf{H}, \tag{2 2 6}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathrm{j}\omega\varepsilon\,\mathbf{E} \tag{2 2 7}$$

Данные уравнения подчиняются граничным условиям на поверхностях, где резко изменяются материальные константы На рис 2 12 схематически показана такая граница между двумя средами, которые обозначены индексами 1 и 2, а единичный вектор $\mathbf{e}_n$ выбран таким образом, что он перпендикулярен границе раздела В отсутствие поверхностных зарядов и поверхностных токов мы имеем следующие граничные условия

$$\mathbf{e}_n\cdot(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0, \qquad \mathbf{e}_n\cdot(\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = 0,$$

$$\mathbf{e}_n \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0, \qquad \mathbf{e}_n \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0. \qquad (2\ 2\ 8)$$

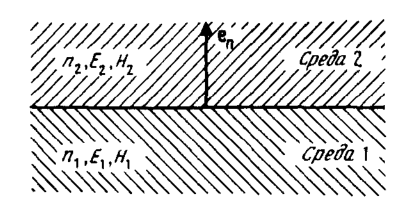


Рис.2.12. Граница раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 Вектор $\mathbf{e}_n$ перпендикулярен этой поверхности

Обычно диэлектрические волноводы обладают постоянной магнитной проницаемостью $\mu = \mu_0$, и поэтому на границе векторы магнитного поля равны друг другу, т е $\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_2$.

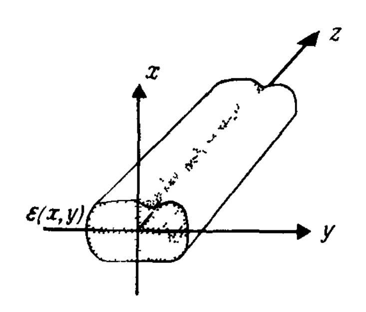


Рис.2.13. Диэлектрический волновод и используемая система координат Ось волновода совпадает с осью z

На рис 2 13 изображены типичный волновод и выбранная система координат, в которой продольная ось волновода направлена вдоль оси z В этой геометрии мы различаем продольные $\mathbf{E}_z$ и $\mathbf{H}_z$ и поперечные $\mathbf{E}_t$ и $\mathbf{H}_t$ составляющие поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_z, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_t + \mathbf{H}_z \tag{2 2 9}$$

Чтобы отделить эти составляющие, запишем уравнения Максвелла в виде

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_t = -j\,\omega\mu\,\mathbf{H}_z, \quad \nabla_t \times \mathbf{H}_t = j\,\omega\varepsilon\,\mathbf{E}_t, \tag{2 2 10}$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_z + \mathbf{e}_z \times \partial \mathbf{E}_t/\partial z = -j\,\omega\mu\,\mathbf{H}_t, \tag{2 2 11}$$

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_z + \mathbf{e}_z \times \partial \mathbf{H}_t/\partial z = j\,\omega\varepsilon\,\mathbf{E}_t, \tag{2 2 12}$$

где

$$\nabla_t = (\partial/\partial x,\ \partial/\partial y,\ 0) \tag{2 2 13}$$

— поперечный оператор набла и $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор в направлении оси z При изучении волноводов основное внимание обычно уделяют поперечным составляющим Если они известны, то с помощью уравнений (2 2 10) можно найти и z составляющие

2.2.2. Моды волновода

Диэлектрический волновод (рис 2 13) характеризуется диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n^2(x,\ y), \tag{2 2 14}$$

которая не зависит от координаты z Функция $n(x,\ y)$ называется профилем показателя преломления, и обычно предполагается, что она имеет наибольшее значение вблизи оси (волновода) Мода волновода определяется через электрическое и магнитное поля, имеющие вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x,\ y,\ z) &= \mathbf{E}_\nu(x,\ y)\exp(-j\beta_\nu z), \\ \mathbf{H}(x,\ y,\ z) &= \mathbf{H}_\nu(x,\ y)\exp(-j\beta_\nu z), \end{aligned} \tag{2 2 15}$$

здесь ν — индекс моды (указывающий, например, номер моды) и β_ν — постоянная распространения данной моды Для волноводов, которые являются двумерными направляющими системами, таких, как полосковые волноводы или волокна, необходимо ввести два индекса, но здесь для

простоты показан только один Подставив выражения для напряженностей полей мод (2 2 15) в уравнения Максвелла (2 2 10)—(2 2 12), получим

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_{t\nu} = -j\,\omega\mu\,\mathbf{H}_{z\nu}, \quad \nabla_t \times \mathbf{H}_{t\nu} = j\,\omega\varepsilon\,\mathbf{E}_{z\nu}, \tag{2 2 16}$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_{z\nu} - j\beta_\nu \mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_{t\nu} = -j\,\omega\mu\,\mathbf{H}_{t\nu}, \tag{2 2 17}$$

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_{z\nu} - j\beta_\nu \mathbf{e}_z \times \mathbf{H}_{t\nu} = j\,\omega\varepsilon\,\mathbf{E}_{t\nu} \tag{2 2 18}$$

Общие свойства решений данных уравнений подробно обсуждаются в работе Мак Кенны [2 24] и в книгах [2 1—2 9] Данный случай аналогичен ситуации в квантовой механике, когда, решая уравнение Шредингера для различных распределений потенциала, получают два вида решений одно соответствует связанным состояниям, другое—несвязанным В диэлектрических волноводах мы имеем направляемые моды (связанные состояния), когда энергия сосредоточена вблизи оси, и излучательные моды (несвязанные состояния), энергия которых излучается в окружающую волновод среду Волноводным модам соответствует дискретный спектр постоянных распространения β_ν, в то время как излучательные моды принадлежат континууму Кроме того, существуют также затухающие моды с мнимыми значениями постоянных распространения $\beta_\nu = -j\alpha_\nu$ и моды, которые затухают по закону $\exp(-\alpha_\nu z)$ Решения для конкретных волноводных систем даны в разд 2 3 и 2 4

2.2.3. Волновые уравнения для планарных волноводов

В планарных волноводах область распространения света ограничена только в одном направлении, например вдоль оси x Показатель преломления планарного волновода $n(x)$ и соответствующие поля мод являются функциями только этой координаты В этом случае подстановка $\partial/\partial y = 0$ позволяет упростить дифференциальные уравнения (2 2 16)—(2 2 18) В планарном волноводе существуют поперечные электрические моды (TE) с нулевым значением продольной составляющей электрического поля ($E_z = 0$) и поперечные магнитные моды (TM) с нулевым значением продольной магнитной составляющей ($H_z = 0$) В дальнейшем, чтобы упростить обозначения, при выводе волновых уравнений для этих двух типов мод индекс ν моды опускается

В случае TE мод, положив $H_y = 0$, из второго уравнения (2 2 16) находим $E_z = 0$ Уравнение (2 2 17) дает $E_x = 0$ и

$$\beta E_y = -\omega\mu\ H_x. \qquad (2.2.19)$$

Затем из первого уравнения (2 2.16) получаем

$$\partial E_y\ /\ \partial x = -j\omega\mu\ H_z\ , \qquad (2.2.20)$$

а из уравнения (2.2.18)

$$\partial H_z\ /\ \partial x + j\beta H_x = -j\omega\varepsilon\ E_y. \qquad (2.2.21)$$

Объединяя последние три уравнения, приходим к волновому уравнению для E_y

$$\partial^2 E_y/\partial x^2 = (\beta^2 - n^2k^2)E_y, \qquad (2.2.22)$$

где

$$k = \omega/c = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \qquad (2.2.23)$$

—постоянная распространения в вакууме.

Для ТМ-мод мы начнем с подстановки $E_y = 0$ и аналогичным образом получим $H_z = 0$, $H_x = 0$,

$$\beta H_y = \omega\varepsilon\ E_x, \qquad (2.2.24)$$

$$\partial H_y\ /\ \partial x = j\omega\varepsilon\ E_z, \qquad (2.2.25)$$

$$\partial E_z\ /\ \partial x + j\beta E_x = j\omega\mu\ H_y. \qquad (2.2.26)$$

При этом волновое уравнение для H_y запишется в виде

$$n^2 \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{n^2}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right] = \left[\beta^2 - n^2k^2\right] H_y\ . \qquad (2.2.27)$$

2.2.4. Свойства мод, определяемые симметрией

Некоторые фазовые соотношения между составляющими поля моды следуют непосредственно из свойств симметрии как волновода, так и уравнений Максвелла. Чтобы из известных решений $\tilde{\mathbf{E}}_1(\mathbf{r},\ t)$ $\tilde{\mathbf{H}}_1(\mathbf{r},\ t)$ получить новые решения $\tilde{\mathbf{E}}_2(\mathbf{r},\ t)$ и $\tilde{\mathbf{H}}_2(\mathbf{r},\ t)$, воспользуемся обращением времени и заменой знака переменной z.

Хорошо известно, что если в уравнениях Максвелла изменить знак переменной t, то новое решение принимает вид

$$\tilde{\mathbf{E}}_2(\mathbf{r},\ t) = \tilde{\mathbf{E}}_1(\mathbf{r},\ -t);\quad \tilde{\mathbf{H}}_2(\mathbf{r},\ t) = -\tilde{\mathbf{H}}_1(\mathbf{r},\ -t). \tag{2.2.28}$$

С помощью комплексных амплитуд эти соотношения **можно** записать следующим образом:

$$\mathbf{E}_2(r) = \mathbf{E}_1^*(r),\qquad \mathbf{H}_2(r) = -\mathbf{H}_1^*(r). \tag{2.2.29}$$

Рассмотрим изменение знака переменной z, предполагая, что

$$\varepsilon(x,\ y,\ -z) = \varepsilon(x,\ y,\ z). \tag{2.2.30}$$

Это условие справедливо для всех изотропных диэлектрических волноводов. При изменении в уравнениях Максвелла (2.2.10)—(2.2.12) знака переменной z новые решения имеют вид

$$\mathbf{E}_{t2}(z) = \mathbf{E}_{t1}(-z),\qquad \mathbf{E}_{z2}(z) = -\mathbf{E}_{z1}(-z); \tag{2.2.31}$$

$$\mathbf{H}_{t2}(z) = -\mathbf{H}_{t1}(-z),\qquad \mathbf{H}_{z2}(z) = \mathbf{H}_{z1}(-z), \tag{2.2.32}$$

где опущены обозначения зависимости от координат x, y, чтобы подчеркнуть операцию замены знака переменной z.

При применении этих операций замены знака к полям мод (2.2.15) мы должны различать между собой направляемые моды, у которых постоянные распространения β являются вещественными, и затухающие моды с мнимыми значениями β. В первом случае распространяющаяся вперед мода изменяется по закону exp $(-j\beta z)$ и замена знака перед переменными t или z дает моду, распространяющуюся назад, которая изменяется по закону exp $(j\beta z)$. Поскольку новое решение должно быть единственным, применение равенств (2.2.29) должно приводить к такому же результату, что и применение равенств (2.2.31) и (2.2.32). Поэтому необходимо, чтобы

$$\mathbf{E}_{t\nu} = \mathbf{E}_{t\nu}^*,\qquad \mathbf{H}_{t\nu} = \mathbf{H}_{t\nu}^*, \tag{2.2.33}$$

$$\mathbf{E}_{z\nu}^* = -\mathbf{E}_{z\nu},\qquad \mathbf{H}_{z\nu}^* = -\mathbf{H}_{z\nu}. \tag{2.2.34}$$

Мы получили поля мод **E** и **H** с вещественными поперечными составляющими и мнимыми z-составляющими. Основные свойства направляемой моды

будут следующими поперечные составляющие их E- и H-полей находятся в фазе, в фазе находятся и z-составляющие этих полей, а поперечные и z-составляющие сдвинуты между собой по фазе на угол 90°

Поля затухающей моды, распространяющейся вперед, изменяются по закону exp $(-\alpha z)$ В этом случае замена знака перед переменной t дает волну, распространяющуюся также вперед Единственность решения требует, чтобы эти две волны были тождественны. Поэтому, согласно (2 2 29), должны выполняться равенства

$$\mathbf{E}_\nu = \mathbf{E}_\nu^*, \quad \mathbf{H}_\nu = -\mathbf{H}_\nu^*. \qquad (2\ 2\ 35)$$

Мы получили затухающую моду с вещественной напряженностью электрического поля и мнимой напряженностью магнитного поля Обычно в затухающей моде напряженности $\mathbf{E}_\nu$ и $\mathbf{H}_\nu$ сдвинуты по фазе на угол 90°

2.2.5. Ортогональность мод

Все моды диэлектрического волновода ортогональны между собой [2 3, 2 25] Это важное свойство присуще как волноводным, так и излучательным модам Оно лежит в основе многих волноводных теорий, включая теории возбуждения волновода, разрыва непрерывности волновода и возмущений волновода Здесь мы дадим в общих чертах вывод соотношений ортогональности, который сделает очевидной связь данных соотношений с законом сохранения энергии и теоремой взаимности

Начнем рассмотрение с комплексных уравнений Максвелла (2 2 6) и (2 2 7) для изотропной среды без потерь и изучим два различных решения, которые обозначим индексами 1 и 2 Умножим скалярно $\mathbf{H}_2^*$ на (2 2 6), $\mathbf{E}_1$ на уравнение, комплексно-сопряженное с (2 2 7), и вычтем одно произведение из другого Таким образом мы получим следующее уравнение

$$\nabla\cdot(\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^*) = j\omega\,(\varepsilon \mathbf{E}_1\cdot \mathbf{E}_2^* - \mu \mathbf{H}_1\cdot \mathbf{H}_2^*), \qquad (2.2.36)$$

где мы воспользовались векторным тождеством

$$\nabla\cdot(\mathbf{a}\times\mathbf{b}) = \mathbf{b}\cdot(\nabla\times\mathbf{a}) - \mathbf{a}\cdot(\nabla\times\mathbf{b}) \tag{2.2.37}$$

Заметим, что если в уравнении (2.2.36) приравнять индексы 1 и 2, это уравнение будет выражать теорему Пойнтинга для комплексных значений. Теперь поменяем в уравнении (2.2.36) индексы 1 и 2 местами, выполним комплексное сопряжение и результат сложим с (2.2.36). При этом получим

$$\nabla\cdot(\mathbf{E}_1\times\mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^*\times\mathbf{H}_1) = 0 \tag{2.2.38}$$

Это уравнение тесно связано с теоремой взаимности Лоренца. Действительно, мы получим данную теорему, если в уравнении (2.2.38) подставим, воспользовавшись соотношениями (2.2.29), вместо поля 2 поле с соответственно измененным знаком перед переменной t. Таким образом, мы имеем

$$\nabla\cdot(\mathbf{E}_1\times\mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2\times\mathbf{H}_1) = 0 \tag{2.2.39}$$

Продолжим наше рассмотрение, применяя уравнение (2.2.38) к волноводным модам и определяя поля 1 и 2 как две моды, распространяющиеся вперед

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_\nu(x, y)\exp(-j\beta_\nu z), \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_\mu(x, y)\exp(-j\beta_\mu z). \tag{2.2.40}$$

В результате получим

$$\nabla_t\cdot(\mathbf{E}_\nu\times\mathbf{H}_\mu^* + \mathbf{E}_\mu^*\times\mathbf{H}_\nu)_t - j(\beta_\nu - \beta_\mu)\times$$
$$\times(\mathbf{E}_{t\nu}\times\mathbf{H}_{t\mu}^* + \mathbf{E}_{t\mu}^*\times\mathbf{H}_{t\nu})_z = 0 \tag{2.2.41}$$

Здесь мы снова разделили поперечные (t) и продольные (z) составляющие и воспользовались поперечным оператором ∇_t. Следующим этапом будет интегрирование уравнения (2.2.41) по поперечному сечению волновода z = const. Применив к первому члену уравнения теорему Остроградского—Гаусса, находим

$$\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \nabla_t\cdot\mathbf{g} = \oint\limits_{c} ds\, \mathbf{g}\cdot\mathbf{e}_t, \tag{2.2.42}$$

здесь

$$\mathbf{g} = (\mathbf{E}_\nu\times\mathbf{H}_\mu^* + \mathbf{E}_\mu^*\times\mathbf{H}_\nu)_t \tag{2.2.43}$$

и линейный интеграл берется по бесконечно большому контуру, охватывающему волновод, а e_t — единичный вектор, перпендикулярный данному контуру. Легко видеть, что этот линейный интеграл стремится к нулю, если по крайней мере одна из двух мод является волноводной модой, поле которой экспоненциально затухает на бесконечности. Если обе моды излучательные, то линейный интеграл также стремится к нулю. Доказательство этого положения оказывается несколько более сложным и проводится с учетом колебательной природы излучательных мод [2.3].

После интегрирования остается следующее выражение:

$$\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ (\mathbf{E}_{t\nu} \times \mathbf{H}^*_{t\mu} + \mathbf{E}^*_{t\mu} \times \mathbf{H}_{t\nu}) = 0, \quad \beta_\nu \neq \beta_\mu. \tag{2.2.44}$$

где мы опустили множитель $(\beta_\mu - \beta_\nu)$, поскольку предполагаем, что $\beta_\nu \neq \beta_\mu$. Симметричность операции замены знака переменной z позволяет сделать дальнейшее упрощение. С этой целью применим выражение (2.2.44) не к моде, распространяющейся вперед (с индексом ν), а к соответствующей моде, распространяющейся назад (с индексом $-\nu$). Согласно равенствам (2.2.31) и (2.2.32), поля мод, распространяющихся назад, даются выражениями

$$\mathbf{E}_{t,-\nu}(x,\ y) = \mathbf{E}_{t,\nu}(x,\ y), \tag{2.2.45}$$

$$\mathbf{H}_{t,-\nu}\ (x,\ y) = -\mathbf{H}_{t,\nu}(x,\ y). \tag{2.2.46}$$

При этих условиях уравнение (2.2.44) принимает следующий вид:

$$\int\limits_{\infty}^{+\infty} dx\ dy\ (\mathbf{E}_{t\nu} \times \mathbf{H}^*_{t\mu} - \mathbf{E}^*_{t\mu} \times \mathbf{H}_{t\nu}) = 0, \quad \beta_\mu \neq \beta_\nu. \tag{2.2.47}$$

Складывая уравнения (2.2.44) и (2.2.47), получаем простое соотношение ортогональности:

$$\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mathbf{E}_{t\nu} \times \mathbf{H}^*_{t\mu} = 0, \ \beta_\mu \neq \beta_\nu. \tag{2.2.48}$$

2.2.6. Разложение мод и нормировка

Свойство ортогональности мод позволяет представить распределение произвольно заданного поля как суперпозицию волноводных мод. При

выполнении этой операции мы будем иметь дело только с поперечными составляющими поля, а z-составляющие найдем из уравнений Максвелла, т.е. из уравнений (2.2.16). В данном разделе для упрощения обозначений мы опустим индекс t и обозначим поперечные составляющие полей вперед распространяющихся мод как $\mathbf{E}_{\nu\mu}(x, y)$ и $\mathbf{H}_{\nu\mu}(x, y)$.

Предположим, что в данном поле с поперечными составляющими $\mathbf{E}_t(x, y)$ и $\mathbf{H}_t(x, y)$ в поперечном сечении волновода z = const существуют только моды, распространяющиеся вперед. Этот случай может быть представлен в виде суперпозиции волноводных мод:

$$\mathbf{E}_t(x, y) = \sum_{\nu}\sum_{\mu} a_{\nu\mu}\mathbf{E}_{\nu\mu}(x, y) + \int_0^{\infty}\int_0^{\infty} d\nu\, d\mu\, a(\nu, \mu)\, \mathbf{E}(\nu, \mu; x, y), \tag{2.2.49}$$

$$\mathbf{H}_t(x, y) = \sum_{\nu}\sum_{\mu} a_{\nu\mu}\mathbf{H}_{\nu\mu}(x, y) + \int_0^{\infty}\int_0^{\infty} d\nu\, d\mu\, a(\nu, \mu)\, \mathbf{H}(\nu, \mu; x, y). \tag{2.2.50}$$

Здесь суммирование проводится по дискретному и конечному рядам волноводных мод, а интегрирование—по непрерывному спектру излучательных мод. В выражениях (2.2.49) и (2.2.50) дискретные спектры аналогичны спектрам поля в полых металлических волноводах, а непрерывный спектр аналогичен угловому спектру плоских волн поля в вакууме, следовательно, будет естественным назвать непрерывные индексы ν и μ «пространственными частотами» и приписать им размерность [см$^{-1}$]. Чтобы распределения полей волноводных и излучательных мод обладали одинаковой размерностью, дискретные коэффициенты $a_{\nu\mu}$ мы должны оставить безразмерными, а коэффициентам континуума $a(\nu, \mu)$ приписать размерность [см^2]. Удобно использовать только положительные значения пространственных частот, поскольку их нижний предел, обозначенный в данных выражениях как 0, фактически зависит от конкретного выбора индексов ν и μ.

В выражениях (2.2.49) и (2.2.50) нет прямого указания на необходимость суммирования по модам с различной поляризацией (например, ТЕ- и ТМ-моды) и по вырожденным модам с одинаковой пространственной частотой (например, четные и нечетные моды, которые рассматриваются в разд.2.3).

Для нормировки полей мод удобно воспользоваться понятием кросс-мощности $\bar{P}(\nu, \bar{\nu}, \mu, \bar{\mu})$, которая для дискретных мод определяется следующим образом

$$\bar{P} = 2\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{E}_{\nu\mu} \times \mathbf{H}^*_{\bar{\nu}\bar{\mu}} = \delta_{\nu\bar{\nu}}\,\delta_{\mu\bar{\mu}}, \qquad (2.2.51)$$

где $\delta_{\nu\bar{\nu}}$ —символ Кронекера, а в случае непрерывных мод

$$\bar{P} = 2\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{E}(\nu, \mu) \times \mathbf{H}^*(\bar{\nu}, \bar{\mu}) = \delta(\nu - \bar{\nu})\,\delta(\mu - \bar{\mu}), \qquad (2\ 2\ 52)$$

где $\delta(\nu - \bar{\nu})$—дельта-функция Конечно, соотношения нормировки отражают также и свойство ортогональности, которое описывается выражением (2 2 48)

Если моды не нормируются, то кросс-мощность $\bar{P}$ непрерывных мод дается выражением

$$\bar{P}(\nu, \bar{\nu}, \mu, \bar{\mu}) = p_{\nu\mu}\,\delta(\nu - \bar{\nu})\,\delta(\mu - \bar{\mu}) \qquad (2\ 2\ 53)$$

Мы упомянули этот случай, в частности, для того, чтобы указать на размерность коэффициента $p_{\nu\mu}$ Величина $\bar{P}$ измеряется в ваттах, поскольку частоты ν и μ измеряются в обратных сантиметрах, а дельта-функции $\delta(\nu)$ и $\delta(\mu)$—в сантиметрах Следовательно, коэффициент $p_{\nu\mu}$ измеряется в Вт/см^2 Нормировка, определяемая выражением (2 2 52), показывает, что коэффициент $p_{\nu\mu}$ следует положить равным 1 Вт/см^2 В (2 2 52) для простоты мы не показали этот размерный коэффициент, но должны всегда о нем помнить, когда в дальнейшем придется пользоваться данным выражением

Соотношения ортогональности (2 2 51) и (2 2 52) позволяют довольно просто определить коэффициенты разложения мод в ряд Мы имеем

$$a_{\nu\mu} = 2\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}^*_{\nu\mu} = 2\iint_{\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{E}^*_{\nu\mu} \times \mathbf{H}_t, \qquad (2.2.54)$$

$$a(\nu, \mu) = 2\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{E}_t \times \mathbf{H}^*(\nu, \mu) =$$

$$= 2\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mathbf{E}^* (\nu,\ \mu) \times \mathbf{H}_t \qquad (2\ 2\ 55)$$

Соотношення ортогональности позволяют также выразить результирующую мощность через коэффициенты разложення в ряд Таким образом,

$$P = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* + \mathbf{E}_t^* \times \mathbf{H}_t)_z =$$

$$= \sum_{\nu}\sum_{\mu} a_{\nu\mu}\ a_{\nu\mu}^* + \iint\limits_{0}^{\infty} d\nu\ d\mu\ a\ (\nu,\ \mu)\ a^*(\nu,\ \mu), \qquad (2\ 2\ 56)$$

здесь P измеряется в ваттах Определим произведенне $a_{\nu\mu}\ a_{\nu\mu}^*$ как мощность, переносимую дискретиой модой, и произведенне $a(\nu,\ \mu) \times a^*(\nu,\ \mu)$ — как спектральную плотность мощности, а это в свою очередь предполагает, что мощность $a(\nu,\ \mu)a^*(\nu,\ \mu)\Delta\nu\Delta\mu$ переносится в пределах полосы пространственных частот $\Delta\nu\Delta\mu$ спектра иепрерывных мод

Выше мы отметили формальную аналогию между дискретными и непрерывными модами В дальнейшем воспользуемся данной аналогией, чтобы упростить наши обозначения, и будем записывать a_ν вместо $a_{\nu\mu}$ и $a\ (\nu,\ \mu)$, $\mathbf{E}_\nu$ вместо $\mathbf{E}_{\nu\mu}$ и $\mathbf{E}(\nu,\ \mu)$ и т д, а сумму

$$\sum_{\nu}\sum_{\mu} + \iint d\nu\ d\mu \qquad (2\ 2\ 57)$$

будем обозначать просто символом $\sum$

Используя данные обозначения, можно теперь рассмотреть разложение по модам поля, которое состоит нз вперед и назад распространяющихся мод (вещественная величина β) Впоследствии мы рассмотрим затухающие моды В равенствах (2 2 45) и (2 2 46) мы отметнли, что мода, распространяющаяся назад, имеет такое же распределение поперечной составляющей поля E и такое же, но взятое с обратным знаком поперечное распределение поля H, что и соответствующая мода, распространяющаяся вперед Благодаря данному свойству разложеиие по модам можно записать в виде

$$\mathbf{E}_t = \sum (a_\nu + b_\nu)\ \mathbf{E}_\nu, \qquad \mathbf{(2.2.58)}$$

$$\mathbf{H}_t = \sum (a_\nu - b_\nu)\, \mathbf{H}_\nu, \qquad (2\,2\,59)$$

где a_ν и b_ν — коэффициенты разложения для волн, распространяющихся соответственно вперед н назад С помощью соотношений ортонормировки определнм эти коэффнцненты следующим образом

$$a_\nu = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_\nu^* + \mathbf{E}_\nu^* \times \mathbf{H}_t), \qquad (2\,2\,60)$$

$$b_\nu = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_\nu^* - \mathbf{E}_\nu^* \times \mathbf{H}_t). \qquad (2\,2\,61)$$

Тогда мощность, переносимая результирующим полем, запншется, как и ожидалось, в виде

$$P = \sum (a_\nu a_\nu^* - b_\nu b_\nu^*) \qquad (2\,2\,62)$$

Рассмотрим теперь затухающие моды, характеризуемые мнимыми постоянными распространения Поскольку ни одна нз таких мод не может сама переносить мощность, произведения кросс-мощностей будут мнимыми и нам придется изменить соотношение ортонормировки Теперь мы нмеем

$$\bar{P} = 2\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{E}\,(\nu,\, \mu) \times \mathbf{H}^*(\bar{\nu},\, \bar{\mu}) = \pm j\delta\,(\nu - \bar{\nu})\,\delta\,(\mu - \bar{\mu}), \qquad (2\,2\,63)$$

здесь знак плюс или минус берется в зависимости от конкретной конфигурации волновода и его модовых решений Учитывая разложение по модам в виде (2 2 58) и (2 2 59), коэффициенты для затухающих мод можно записать следующим образом

$$\pm j a_\nu = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_\nu^* - \mathbf{E}_\nu^* \times \mathbf{H}_t), \qquad (2.2.64)$$

$$\pm jb_\nu = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_\nu^* + \mathbf{E}_\nu^* \times \mathbf{H}_t). \qquad (2\ 2\ 65)$$

Мощность, переносимая полем, дается выражением

$$P = \pm j\sum (a_\nu^* b_\nu - a_\nu b_\nu^*), \qquad (2\ 2\ 66)$$

которое отражает то обстоятельство, что затухающая волна не может сама переносить мощность, но сочетание затухающих волн, распространяющихся вперед и назад, может приводить к туннелированию мощности на короткие расстояния

2.2.7. Применение варнационной теоремы к диэлектрическим волноводам

Варнационная теорема [2 26] связывает вариации $\delta\mathbf{E}$ и $\delta\mathbf{H}$ решений уравнений электромагнитного поля с возмущениями $\delta(\omega\varepsilon)$ и $\delta(\omega\mu)$ частоты и постоянных среды, которые вызывают данные варнацнн Эта теорема следует непосредственно из комплексных уравнений Максвелла (2 2 6) и (2 2 7) и может быть записана в общем виде

$$\nabla\cdot(\mathbf{E}^* \times \delta\mathbf{H} + \delta\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) =$$

$$= -j\left[\delta(\omega\varepsilon)\mathbf{E}\cdot\mathbf{E}^* + \delta(\omega\mu)\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}^*\right] \qquad (2\ 2\ 67)$$

Чтобы прнменить эту теорему к диэлектрическим волноводам [2 27], рассмотрим волноводную моду, поля которой имеют следующнй внд

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\nu \exp(-j\beta_\nu z), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_\nu \exp(-j\beta_\nu z), \qquad (2\ 2.68)$$

а их вариацни определяются как

$$\delta\mathbf{E} = (\delta\mathbf{E}_\nu - jz\delta\beta_\nu \times \mathbf{E}_\nu) \exp(-j\beta_\nu z) \qquad (2\ 2\ 69)$$

н аналогнчно для $\delta\mathbf{H}$ Подставляя эти выражения в (2.2.67), получаем следующее соотношение

$$\nabla_t \cdot \mathbf{g} - j\delta\beta_\nu \cdot S_z = -j[\delta(\omega\varepsilon)\ \mathbf{E}_\nu \cdot \mathbf{E}_\nu^* + \delta(\omega\mu)\ \mathbf{H}_\nu \cdot \mathbf{H}_\nu^*], \tag{2.2.70}$$

где ∇_t — поперечный оператор набла,

$$\mathbf{S} = \mathbf{E}_\nu \times \mathbf{H}_\nu^* + \mathbf{E}_\nu^* \times \mathbf{H}_\nu \tag{2.2.71}$$

— среднее по времени значение вектора Пойнтинга и

$$\mathbf{g} = \mathbf{E}_\nu^* \times \delta\mathbf{H}_\nu + \delta\mathbf{E}_\nu \times \mathbf{H}_\nu^* - j\delta\beta_\nu \cdot z\mathbf{S}. \tag{2.2.72}$$

Проинтегрируем соотношение (2 2 70) по поперечному сечению волновода. Как и при выводе соотношения ортогональности в разд. 2.2.5, мы обнаружим, что интеграл от $\nabla_t \cdot \mathbf{g}$ стремится к нулю и, следовательно,

$$\delta\beta_\nu \cdot P = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ [\delta(\omega\varepsilon)\ \mathbf{E}_\nu \cdot \mathbf{E}_\nu^* + \delta(\omega\mu)\ \mathbf{H}_\nu \cdot \mathbf{H}_\nu^*]; \tag{2.2.73}$$

здесь

$$P = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ S_z \tag{2.2.74}$$

— мощность, переносимая модой. Это и есть вариационная теорема для диэлектрических волноводов. Одно из применений данной теоремы состоит в определении изменения постоянной распространения $\Delta\beta$ благодаря возмущению $\Delta\varepsilon(x, y)$ диэлектрической проницаемости волновода. В данном случае имеем $\delta\omega = 0$ и $\delta\mu = 0$ и теорема записывается в виде

$$\Delta\beta \cdot P = \omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \Delta\varepsilon\ \mathbf{E}_\nu \cdot \mathbf{E}_\nu^* \tag{2.2.75}$$

2.2.8. Поток мощности и запасенная энергия в диэлектрическом волноводе

В этом разделе мы кратко рассмотрим задачу о потоке мощности, переносимой полями волноводной моды, и об энергии, запасенной теми же полями. Более подробное рассмотрение этих вопросов, которые изучаются также в связи с моделью зигзагообразной волны, проведено в работе [2.27].

В предыдущих разделах мы уже встречались с усредненным по времени вектором Пойнтинга, связанным с некоторой модой и определяемым следующим образом:

$$\mathbf{S}(x, y) = \mathbf{E}_\nu \times \mathbf{H}_\nu^* + \mathbf{E}_\nu^* \times \mathbf{H}_\nu, \tag{2.2.76}$$

и с усредненной по времени мощностью, переносимой этой же модой:

$$P = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, S_z\,. \tag{2.2.77}$$

Усредненная по времени плотность энергии, запасенной в модах, дается выражением

$$w(x, y) = \frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega}\, \mathbf{E}_\nu \cdot \mathbf{E}_\nu^* + \frac{d(\omega\mu)}{d\omega}\, \mathbf{H}_\nu \cdot \mathbf{H}_\nu^*, \tag{2.2.78}$$

которое записано здесь в такой форме, что оно справедливо и для диспергирующих сред с проницаемостями $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ [2.28]. Энергия W, запасенная на единице длины волновода, определяется интегрированием w по сечению волновода:

$$W = \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, w(x, y). \tag{2.2.79}$$

Групповая скорость v_g моды есть скорость, с которой передаются сигналы данной модой. Она определяется из дисперсионной кривой $\omega(\beta)$ волновода следующим образом.

$$v_g = d\omega/d\beta. \tag{2.2.80}$$

Применяя вариационную теорему (2.2.73) к тем случаям, когда все вариации вызваны возмущениями только частоты ω, мы введем простое соотношение

$$P = (d\omega/d\beta)\, W = v_g W, \tag{2.2.81}$$

которое, как известно, справедливо для многих других волноводных структур.

В остальной части этого раздела будем считать, что среда свободна от дисперсии, и будем различать электрическую и магнитную энергии (с помощью верхних индексов ε и μ). Таким образом, запишем следующие выражения:

$$W_t^{\varepsilon} = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \varepsilon \mathbf{E}_t\cdot\mathbf{E}_t^*,\quad W_z^{\varepsilon} = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \varepsilon E_z\cdot E_z^*\ , \tag{2.2.82}$$

$$W_t^{\mu} = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mu \mathbf{H}_t\cdot\mathbf{H}_t^*,\quad W_z^{\mu} = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mu H_z\cdot H_z^*\ . \tag{2.2.83}$$

Здесь мы также установили различия между энергией, запасенной поперечными (t) и продольными (z) составляющими поля, а для упрощения обозначений опустили индекс моды ν. Записывая скалярные произведения модовых дифференциальных уравнений (2 2.16)—(2.2.18) по соответствующим составляющим поля и объединяя результаты, имеем

$$\nabla_t\cdot\mathbf{E}_z \times \mathbf{H}_t^* - j\beta\mathbf{e}_z\cdot\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* = j\omega\varepsilon\mathbf{E}_z\cdot\mathbf{E}\ \ - j\omega\mu\mathbf{H}_t\cdot\mathbf{H}_t^*, \tag{2 2.84}$$

$$\nabla_t\cdot\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_z^* + j\beta\mathbf{e}_z\cdot\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^* = j\omega\varepsilon\mathbf{E}_t\cdot\mathbf{E}_t^* - j\omega\mu\mathbf{H}_z\cdot\mathbf{H}_z^*. \tag{2.2.85}$$

Если проинтегрировать данные уравнения по поперечному сечению волновода, то окажется, как и в разд.2 2.5, что первые члены обращаются в нуль. В результате получим простые выражения

$$\beta P = 2\omega\left[W_t^{\mu} - W_z^{\varepsilon}\right], \tag{2.2.86}$$

$$\beta P = 2\omega\left[W_t^{\varepsilon} - W_z^{\mu}\right]. \tag{2.2.87}$$

Вычитая одно выражение из другого, находим соотношение

$$W^{\varepsilon} = W_t^{\varepsilon} + W_z^{\varepsilon} = W_t^{\mu} + W_z^{\mu} = W^{\mu}, \tag{2.2.88}$$

устанавлнвающее равенство между запасенной электрической энергией W^{ε} н запасенной магннтной энергией W^{μ}. Такое же соотношенне следует из теоремы Пойнтннга в комплексной форме.

Сложнв выражения (2 2.86) и (2.2.87), получим другое ннтересное соотношение, а нменно:

$$P = \frac{\omega}{\beta}\left[W_t - W_z\right] = v_p\left[W_t - W_z\right], \qquad (2.2\ 89)$$

где

$$W_t = W_t^{\varepsilon} + W_t^{\mu}, \quad W_z = W_z^{\varepsilon} + W_z^{\mu} \qquad (2\ 2.90)$$

Соотношение (2.2.89) устанавливает связь фазовой скорости v_p моды с потоком мощности P и величнной $W_t - W_z$, которая может быть определена как поток нмпульса электромагннтного поля в волноводе [2.27]. Оно должно быть сопоставлено с соотношеннем (2.2 81) для групповой скорости v_g. Объедннив этн два соотношения, получим выражение

$$v_p/v_g = \left[W_t + W_z\right]/\left[W_t - W_z\right], \qquad (2.2.91)$$

которое связывает различие скоростей v_p н v_g с продольнымн составляющими поля.

2.2.9. Вариационные свойства постоянной распространения

Для многих задач, связанных с оптическими волноводами, получить точиые модовые решення не представляется возможным. Мощным средством чнсленного решення таких задач является вариацнонный принцип Варнацнонные методы нашли шнрокое применение во многнх областях физнкн н техники. Напрнмер, в квантовой механике для определения энергии в основном состояннн прнменяется выраженне, полученное путем вариаций, которое при подстановке в него истинных волновых функций электрона приннмает мнннмальное значение [2.29]. Другой прнмер использовання варнацнонного метода—аналнз волноводов и резонаторов СВЧ-днапазона [2.30—2.32], причем эта область тесно связана с теорней оптических волноводов.

Основой варнационных свойств волноводов является принцнп наименьшего действия [2 33] Сущность принципа в том, что формулируется стационарное выражеиие для некоторой величины, например для постоянной распространеиия β Стационарное выражение имеет вид интегралов по поперечному сечению, в которых фигурнруют волноводные моды ψ (x, y) Это выражение отличается тем свойством, что оно дает величину β, которая не зависит от малых отклонений пробной функции, представляющей ψ Математически это записывается как

$$\delta\beta = 0 \tag{2 2 92}$$

в первом порядке по $\delta\psi$, т е когда в стационарное выражение подставляется пробная функция $\psi + \delta\psi$

Кроме того, во многнх случаях можно доказать, что величина β, полученная с помощью стационарного выражения, принимает *максимальное значение*, когда подставлена правильная модовая функция ψ Приближенная фуикция ψ дает меньшее значение β Таким образом, бóльшие значения β соответствуют лучшим приблнжениям

Скалярный одномерный случай

Простым прнмером является вариационное выражение для велнчины β^2 в случае ТЕ-моды планарного волновода, которое имеет вид

$$\beta^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ \psi\left[d^2/dx^2 + n^2k^2\right]\psi \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ \psi^2 \tag{2 2 93}$$

Это выражение следует из скалярного волнового уравнения (2 2 22), в котором модовой функции ψ соответствует составляющая E_y (x) поля моды

Данное и последующие вариационные выражения предполагают, что модовые функции непрерывны и имеют первые производные В противном случае [2 30 — 2 32] должны быть добавлены интегралы по поверхности

Скалярный двумерный случай

Скалярное двумерное волновое уравнение

$$\nabla^2\psi + (n^2k^2 - \beta^2)\psi = 0 \tag{2 2 94}$$

часто используется как приближение при анализе полосковых волново-

дов Скалярная модовая функция ψ (x, y) соответствует поперечной составляющей электрнческого поля Величины ψ и n (x, y) являются теперь функциями поперечных координат x и y Соответствующее вариационное выраженне для β^2 запишется в виде

$$\beta^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \psi\ (\nabla^2 + n^2k^2)\psi \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \psi^2 \qquad (2\ 2\ 95)$$

Одним нз первых данное стационарное выражение применил к оптическим волноводам Мацухара [2 34], который использовал его для анализа прямоугольных полосковых волноводов Применение к диффузионным полосковым волноводам обсуждалось в работах [2 35, 2 36], а применение к диффузионным волноводам с нагружающей полоской описано в [2 37]

Векторный случай

Строгий подход к большинству оптических волноводных задач требует их формулировки в виде точных векторных полей Для этого более сложного случая также существуют стационарные выражения Выражение для величины β, в которое входят электрическое и магнитное поля, имеет вид [2 30, 2 31, 2 38]

$$\beta = \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ (\omega\varepsilon \mathbf{E}^*\cdot\mathbf{E} + \omega\mu_0\mathbf{H}^*\cdot\mathbf{H} + j[\mathbf{E}^*\cdot\nabla\times\mathbf{H} -$$

$$- \mathbf{H}^*\cdot\nabla\times\mathbf{E}]) \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ (\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H}) \qquad (2\ 2\ 96)$$

В этом выражении постоянная распространения β стационарна по отношению к независимым вариациям всех шести составляющих полей E и H Однако в настоящее время не доказано, что величина β максимальна по отношению ко всем этим вариациям

Выражение (2 2 96) допускает простой вывод вариационной теоремы (2 2 75), рассмотренной выше Для этого будем рассматривать векторы **E** и **H** как поля мод невозмущенного волновода с профилем диэлектрической проницаемости ε (x, y) Затем рассмотрим возмущение

$\varepsilon + \Delta\varepsilon(x, y)$ Подставим его в стационарное выражение и используем векторы **E** и **H** как пробные функции В результате получим

$$\Delta\beta = \omega \int_{\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \Delta\varepsilon \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E}/P$$

Это и есть вариационная теорема

При рассмотрении прямоугольных полосковых волноводов Акиба и Хаус [2 39] применили векторное стационарное выражение для величины ω^2, которое имеет вид

$$\omega^2 = \int_{\infty}^{+\infty} dx\, dy\, (\nabla \times \mathbf{F}^*)\cdot(\nabla \times \mathbf{F}) \Bigg/ \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mu_0 \varepsilon \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E}, \qquad (2\ 2\ 97)$$

где $\mathbf{F} = \mathbf{E}(x, y) \exp(-j\beta z)$ Здесь величина β считается заданной, а ω —переменной В выражении (2 2 97) число независимых составляющих поля уменьшено до трех составляющих вектора **E**, что имеет существенное преимущество при численных расчетах

Векторное вариационное выражение для β^2, включающее в себя лишь две поперечные составляющие вектора **H**, приведено в работах [2 32, 2 40].

2.3. МОДЫ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

В данном разделе мы приведем формулы, описывающие поля мод в плоских волноводах Рассмотрим структуру и систему координат, показанные на рис 2 14 Эта структура представляет собой пленку толщиной h с однородным распределением показателя преломления n_f, которая расположена между подложкой и покровным слоем с однородными показателями преломления n_s и n_c соответственно Такая структура называется также «асимметричным» плоским волноводом Поля мод могут быть описаны с помощью волновых уравнений, приведенных в разд 2 2 3, и соответствующих решений, которые обсуждались в работах Мак Кенны [2 24], Тьена [2 17], Маркузе [2 2] и других В основном мы будем следовать работе Маркузе, но окончательные результаты приведем в простой форме, которая позволит найти амплитудные значения полей в подложке, пленке и покровном слое, а также сдвиги фаз на границах раздела пленка—подложка и пленка—покровный слой, играющие важную роль в модели зигзагообразных волн Мы должны про

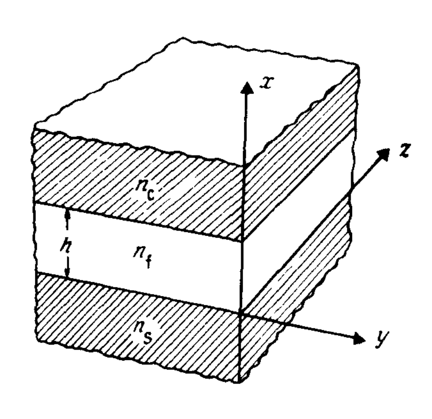


Рис. 2.14. «Асимметричный» плоский волновод и выбранная система координат Ось z расположена вдоль границы раздела пленка—подложка

вести различие между модами с TE- (разд 2 3.1) и TM- (разд 2 3 2) поляризацией *Другое различие существует между волноводными и излучательными модами,* причем последние классифицируются по категориям излучательные моды подложки, излучательные моды подложки—покровного слоя (называемые также «воздушными») и затухающие моды Многослойные волноводы мы рассмотрим в разд 2 3 3

В соответствии с волновым уравнением определим различные постоянные затухания (γ_i) и распространения (κ_i) следующим образом·

$$\kappa_c^2 = n_c^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_c^2, \tag{2 3 1}$$

$$\kappa_f^2 = n_f^2 k^2 - \beta^2, \tag{2 3 2}$$

$$\kappa_s^2 = n_s^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_s^2, \tag{2 3 3}$$

где индексы s, f и c относятся соответственно к подложке, пленке и покровному слою

В табл 2 3 показаны диапазоны изменения постоянных распространения β и поперечных постоянных распространения κ_s в подложке в зависимости от типа и категории моды Благодаря удобному диапазону изменения последняя величина выбрана как пространственная частота для спектра непрерывных мод

Таблица 2 3

Моды	β	κ_s
Волноводные	$kn_f \to kn_s$	Мнимое
Подложки	$kn_s \to kn_c$	$0 \to k\sqrt{n_s^2 - n_c^2}$
Подложки — покровного слоя	$kn_c \to 0$	$k\sqrt{n_s^2 - n_c^2} \to kn_s$
Затухающие	Мнимое	$kn_s \to \infty$

Поскольку мы рассматриваем задачу на плоскости, все решения для составляющих поля могут быть сделаны независимыми от координаты y

2.3.1. ТЕ-моды

В разд. 2.2.3 мы получили следующие выражения для ТЕ-мод:

$$H_y = E_x = E_z = 0 \,, \tag{2 3 4}$$

$$H_x = -(\beta/\omega\mu)E_y \,, \tag{2 3 5}$$

$$H_z = (j/\omega\mu)\partial E_y /\partial x \,, \tag{2 3 6}$$

причем составляющая поля E_y подчиняется волновому уравнению

$$\partial^2 E_y /\partial x^2 = (\beta^2 - n^2 k^2)E_y \tag{2 3 7}$$

Граничные условия (2 2 8) требуют, чтобы составляющая E_y (и, следовательно, H_x), а также производная $\partial E_y /\partial x$ (и, следовательно, H_z) были непрерывными на границах пленки при $x = 0$ и $x = h$

Для волноводных мод имеем

$$\begin{aligned} E_y &= E_c \exp[-\gamma_c(x - h)], && h < x \text{ (покровный слой)}, \\ E_y &= E_f \cos(\kappa_f x - \phi_s), && 0 < x < h \text{ (пленка)}, \\ E_y &= E_s \exp(\gamma_s x), && x < 0 \text{ (подложка)} \end{aligned} \tag{2.3.8}$$

Воспользовавшись граничными условиями, найдем формулы для сдвига фаз

$$\operatorname{tg} \phi_s = \gamma_s/\kappa_f, \qquad \operatorname{tg} \phi_c = \gamma_c/\kappa_f, \tag{2.3.9}$$

и дисперсионное уравнение

$$\kappa_f h - \phi_s - \phi_c = \nu\pi , \tag{2 3 10}$$

где индекс моды ν является целым числом Это уравнение находится в согласии с дисперсионным уравнением, найденным с помощью представления о зигзагообразных волнах (см разд 2 1) Запишем также соотношение между амплитудами полей E_s, E_f и E_c в виде

$$E_f^2 \, (n_f^2 - N^2) = E_s^2 \, (n_f^2 - n_s^2) = E_c^2 \, (n_f^2 - n_c^2), \tag{2 3 11}$$

где $N = \beta/k$ — эффективный показатель преломления

В приведенных выше выражениях моды не нормированы по мощности Переносимая модой мощность P на единицу ширины волновода определяется следующим образом

$$P = -2\int_{-\infty}^{+\infty} dx \; E_y H_x = \frac{2\beta}{\omega\mu}\int_{-\infty}^{+\infty} dx \; E_y^2 =$$

$$= N \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E^2 \cdot h_{эфф} = E_f H_f \cdot h_{эфф}, \tag{2 3 12}$$

здесь

$$h_{эфф} = h + \frac{1}{\gamma_s} + \frac{1}{\gamma_c} \tag{2 3 13}$$

— эффективная толщина волновода (см разд 2 1 4)

Распределение поля излучательных мод подложки имеет вид

$$\begin{aligned} E_y &= E_c \exp\,[-\gamma_c(x - h)] && \text{при } h < x, \\ E_y &= E_f \cos\,[\kappa_f(x - h) + \phi_c] && \text{при } 0 < x < h, \\ E_y &= E_s \cos\,(\kappa_s x + \phi) && \text{при } x < 0 \end{aligned} \tag{2.3.14}$$

Для выполнения граничных условий необходимо, чтобы

$$\operatorname{tg} \phi_c = \gamma_c/\kappa_f , \tag{2 3 15}$$

$$\kappa_s \operatorname{tg}\phi = \kappa_f t (\phi_c - \kappa_f h), \tag{2 3 16}$$

$$E_f^2 (n_f^2 - N^2) = E_c^2(n_f^2 - n_c^2), \tag{2 3 17}$$

$$E_s^2 = E_f^2 \left[1 + \frac{n_f^2 - n_s^2}{n_s^2 - N^2} \sin^2 (\phi_c - \kappa_f h)\right] \tag{2 3 18}$$

В данном случае отсутствует дисперсионное уравнение, которое приводит к дискретным значениям величины β, и мы выбираем величину κ_s в качестве независимой непрерывной переменной

Найденное выше поле моды подложки будет точно таким же и при возбуждении моды плоской волной, падающей со стороны подложки, при соблюдении условия $\kappa_s = kn_s \cos \theta_s$, которое используется как мера угла падения θ_s Падающая волна преломляется, частично отражается на границе раздела пленка—подложка и испытывает полное внутреннее отражение на границе пленка—покровный слой Фазовый сдвиг, появляющийся при полном внутреннем отражении, составляет $2\phi_c$, и фазовый сдвиг при отражении от границы пленка—покровный слой равен 2ϕ Вследствие интерференции между падающей и отраженной волнами возникает стоячая волна с характерным синусоидальным распределением поля в пленке и подложке

Для нормировки полей мод подложки вычислим кросс мощность $\bar{P}(\kappa_s, \bar{\kappa}_s)$

$$\bar{P} = -2\int_{-\infty}^{+\infty} dx\ E_y(\kappa_s)H_x(\bar{\kappa}_s) =$$

$$= \frac{\pi\beta}{\omega\mu} E_s^2\delta (\kappa_s - \bar{\kappa}_s) = \pi E_s H_s \delta (\kappa_s - \bar{\kappa}_s) \tag{2 3 19}$$

Излучательные моды подложки—покровного слоя являются вырожденными, т.е. для каждого данного значения κ_s имеются два независимых

решения для поля При выборе двух решений необходима особая осторожность, поскольку они должны быть ортогональны, как этого требует формализм разложения по модам Удобно выбирать решения для полей мод, которые при переходе к предельному случаю симметричного волновода, когда $n_s = n_c$, становятся четными или нечетными функциями разности $x - h/2$ Для простоты в случае асимметричного волновода будем называть данные моды также «четными» и «нечетными» Поля этих мод запишутся в виде

нечетные моды	четные моды
$E_y = E_c \sin[\kappa_c(x - h) + \phi_c]$,	$E_y = \bar{E}_c \cos[\kappa_c(x - h) + \bar{\phi}_c]$, $h < x$,
$E_y = E_f \sin(\kappa_f x - \phi)$,	$E_y = \bar{E}_f \cos(\kappa_f x - \phi)$, $0 << h$,
$E_y = E_s \sin(\kappa_s x - \phi_s)$,	$E_y = \bar{E}_s \cos(\kappa_s x - \bar{\phi}_s)$, $x < 0$,

(2 3 20)

где четные и нечетные моды имеют одинаковые фазовые сдвиги ϕ С помощью граничных условий запишем соотношения между фазовыми сдвигами для четных мод

$$\kappa_s \operatorname{ctg} \phi_s = \kappa_f \operatorname{ctg} \phi, \tag{2 3 21}$$

$$\kappa_c \operatorname{ctg} \phi_c = \kappa_f \operatorname{ctg} (\kappa_f h - \phi) \tag{2 3 22}$$

и для нечетных мод:

$$\kappa_s \operatorname{tg} \bar{\phi}_s = \kappa_f \operatorname{tg} \phi, \tag{2 3 23}$$

$$\kappa_c \operatorname{tg} \bar{\phi}_c = \kappa_f \operatorname{tg} (\kappa_f h - \phi) \tag{2 3 24}$$

Амплитуды полей связаны между собой следующими выражениями:

$$E_s^2 = E_f^2 \left[\sin^2 \phi + \frac{\kappa_f^2}{\kappa_s^2} \cos^2 \phi\right], \tag{2 3 25}$$

$$\bar{E}_c^2 = \bar{E}_f^2 \left[\sin^2(\kappa_f h - \phi) + \frac{\kappa_f^2}{\kappa_c^2}\cos^2(\kappa_f h - \phi)\right], \tag{2 3 26}$$

$$\bar{E}_s^2 = \bar{E}_f^2 \left[\cos^2\phi + \frac{\kappa_f^2}{\kappa_s^2}\sin^2\phi\right], \tag{2 3 27}$$

$$\bar{E}_c^2 = \bar{E}_f^2 \left[\cos^2(\kappa_f h - \phi) + \frac{\kappa_f^2}{\kappa_c^2}\sin^2(\kappa_f h - \phi)\right] \tag{2 3 28}$$

Выражение для кросс мощности между четными или нечетными модами имеет вид

$$\bar{P} = \frac{\pi\beta}{\omega\mu}\left[E_s^2\,\delta(\kappa_s - \bar{\kappa}_s) + E_c^2\,\delta(\kappa_c - \bar{\kappa}_c)\right] \tag{2 3 29}$$

Если необходимо, то в данном выраженни вторую дельта-функцию можно переписать как

$$\delta(\kappa_c - \bar{\kappa}_c) = \frac{\kappa_c}{\kappa_s}\,\delta(\kappa_s - \bar{\kappa}_s), \tag{2 3 30}$$

поскольку $\kappa_s^2 - \bar{\kappa}_s^2 = \kappa_c^2 - \bar{\kappa}_c^2$

Кросс мощность между четной н нечетной модами дается выражением

$$\bar{P} = \frac{\pi\beta}{\omega\mu}\left[E_s\bar{E}_s\,\delta(\kappa_s - \bar{\kappa}_s) + E_c\bar{E}_c\delta(\kappa_c - \bar{\kappa}_c)\right], \tag{2 3 31}$$

которое необязательно равно нулю, когда $\kappa_s = \bar{\kappa}_s$ Но поскольку мы постулируем ортогоиальность четных и нечетных мод, то должны наложить условие

$$\kappa_s E_s \bar{E}_s + \kappa_c E_c \bar{E}_c = 0, \tag{2 3 32}$$

при выполиении которого кросс мощность обращается в нуль После некоторых преобразований это условие можно переписать в виде

$$\cos(\phi_s - \bar{\phi}_s) + \cos(\phi_c - \bar{\phi}_c) = 0, \quad (2\ 3\ 33)$$

что приинимает вид условия сдвига фазы ϕ

$$\operatorname{tg} 2\phi = \frac{\sin(2\kappa_f h)}{\cos 2\kappa_f h + \frac{\kappa_s}{\kappa_c}\left[1 \quad \frac{\kappa_f^2}{\kappa_s^2}\right] \Big/ \left[1 - \frac{\kappa_f^2}{\kappa_c^2}\right]} \quad \textbf{(2.3.34)}$$

В **симметричном волноводе** $\kappa_s = \kappa_c$, и мы имеем

$$\phi = \kappa_f h/2 \quad \textbf{(2.3.35)}$$

2.3.2. ТМ-моды

В **разд** 2 2 3 **приведены** соотношеиия для ТМ-**мод:**

$$E_y = H_x = H_z = 0, \quad (2\ 3\ 36)$$

$$E_x = (\beta/\omega\varepsilon)\ H_y, \quad (2\ 3\ 37)$$

$$E_z = -(j/\omega\varepsilon)\ \partial H_y/\partial x, \quad (2\ 3\ 38)$$

причем составляющая H_y подчиняется волновому **уравнению**

$$\partial^2 H_y/\partial x^2 = (\beta^2 - n^2 k^2)\ H_y \quad (2\ 3\ 39)$$

Граиичные условия при $x = 0$ и $x = h$ требуют непрерывности составляющей H_y (и, следовательно, εE_x) и ее первой производной $n^{-2}\partial H_y/\partial x$ (и, следовательно, E_z)

Составляющие полей волноводных мод запишутся в виде

$$\begin{aligned} H_y &= H_c \exp\left[-\gamma_c(x - h)\right], && h < x, \\ H_y &= H_f \cos(\kappa_f x - \phi_s), && 0 < x < h, \\ H_y &= H_s \exp(\gamma_s x), && x < 0 \end{aligned} \quad \textbf{(2.3.40)}$$

Используя граничные условия, получаем

$$\operatorname{tg}\phi_s = (n_f/n_s)^2\,\gamma_s/\kappa_f,\qquad \operatorname{tg}\phi_c = (n_f/n_c)^2\,\gamma_c/\kappa_f\ , \tag{2.3.41}$$

а также уже знакомое дисперсионное уравнение

$$\kappa_f h - \phi_s - \phi_c = \nu\pi, \tag{2.3.42}$$

где ν — целое число. Кроме того, запишем следующее соотношение между амплитудами полей:

$$H_f^2\,(n_f^2 - N^2)/n_f^2 = H_s^2\,(n_f^2 - n_s^2)\,q_s/n_s^2 =$$
$$= H_c^2\,(n_f^2 - n_c^2)\,q_c/n_c^2, \tag{2.3.43}$$

где коэффициенты приведения q_s и q_c определяются, как и в разд.2.1, с помощью следующих выражений:

$$q_s = (N/n_f)^2 + (N/n_s)^2 - 1, \tag{2.3.44}$$

$$q_c = (N/n_f)^2 + (N/n_c)^2 - 1. \tag{2.3.45}$$

Переносимая модой мощность на единицу ширины волновода дается выражением

$$P = 2\int_{-\infty}^{+\infty} dx\ E_x H_y = \frac{2\beta}{\omega\varepsilon_0}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\ H_y^2/n^2 =$$
$$= N\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,H_f^2\cdot h_{эфф}/n_f^2 = E_f H_f\cdot h_{эфф}, \tag{2.3.46}$$

где эффективная толщина волновода для ТМ-мод определяется следующим образом:

$$h_{эфф} = h + \frac{1}{\gamma_s q_s} + \frac{1}{\gamma_c q_c}\ . \tag{2.3.47}$$

Составляющие поля ТМ-излучательной моды подложки имеют вид

$$H_y = H_c\ \exp\left[-\gamma_c(x - h)\right],\qquad h < x,$$

$$H_y = H_f \cos[\kappa_f(x - h) + \phi_c], \qquad 0 < x < h, \tag{2.3.48}$$

$$H_y = H_s \cos(\kappa_s x + \phi), \qquad x < 0.$$

Граничые условия требуют, чтобы

$$\operatorname{tg}\phi_c = (n_f/n_c)^2 \gamma_c/\kappa_f\ , \tag{2.3.49}$$

$$(\kappa_s/n_s^2)\operatorname{tg}\phi = (\kappa_f/n_f^2)\operatorname{tg}(\phi_c - \kappa_f h), \tag{2.3.50}$$

$$H_f^2\,(n_f^2 - N^2)/n_f^2 = H_c^2\,(n_f^2 - n_c^2)\,q_c/n_c^2\ , \tag{2.3.51}$$

$$H_s^2 = H_f^2 \left[1 + (n_s^2/n_f^2 q_s)\,\frac{n_f^2 - n_s^2}{n_s^2 - N^2}\sin^2(\phi_c - \kappa_f h)\right]. \tag{2.3.52}$$

Сравнивая приведенные выше выражения с соответствующими формулами для ТЕ-мод, заметим, что теперь появились коэффициенты приведения q_s и q_c.

Так же, как и в случае ТЕ-мод, воспользуемся величиной κ_s в качестве непрерывного индекса моды. Кросс-мощность $\bar{P}(\kappa_s, \bar{\kappa}_s)$ запишется в виде

$$\bar{P} = 2\int_{-\infty}^{+\infty} dx\ E_x(\kappa_s)\ H_y(\bar{\kappa}_s) =$$

$$= \frac{\pi\beta}{\omega\varepsilon_0 n_s^2} H_s^2\ \delta(\kappa_s - \bar{\kappa}_s) = \pi E_s H_s\ \delta(\kappa_s - \bar{\kappa}_s). \tag{2.3.53}$$

Как и в случае ТЕ-мод, излучательные моды подложки–покровного слоя вырождены, и мы разделим их на «четные» и «нечетные» моды. Составляющие их полей имеют следующий вид:

нечетные моды	четные моды	
$H_y = H_c \sin[\kappa_c(x - h) + \phi_c]$,	$H_y = \bar{H}_c \cos[\kappa_c(x - h) + \bar{\phi}_c]$,	$h < x$,
$H_y = H_f \sin(\kappa_f x - \phi)$,	$H_y = \bar{H}_f \cos(\kappa_f x - \phi)$,	$0 < x < h$,
$H_y = H_s \sin(\kappa_s x - \phi_s)$,	$H_y = \bar{H}_s \cos(\kappa_s x - \bar{\phi}_s)$,	$x < h$,

(2.3.54)

где четные и иечетиые моды имеют одииаковые фазы ϕ. Соотношения между сдвигами фаз выводятся из граиичиых условий и имеют вид для иечетных мод:

$$(\kappa_s/n_s^2) \operatorname{ctg} \phi_s = (\kappa_f/n_f^2) \operatorname{ctg} \phi, \quad (2.3.55)$$

$$(\kappa_c/n_c^2) \operatorname{ctg} \phi_c = (\kappa_f/n_f^2) \operatorname{ctg} (\kappa_f h - \phi), \quad (2.3.56)$$

для четных мод:

$$(\kappa_s/n_s^2) \operatorname{tg} \bar{\phi}_s = (\kappa_f/n_f^2) \operatorname{tg} \phi, \quad (2.3.57)$$

$$(\kappa_c/n_c^2) \operatorname{tg} \bar{\phi}_c = (\kappa_f/n_f^2) \operatorname{tg} (\kappa_f h - \phi). \quad (2.3.58)$$

Амплитуды полей связаны соотношеииями

$$H_s^2 = H_f^2 [\sin^2 \phi + (n_s^2\kappa_f/n_f^2\kappa_s)^2 \cos^2 \phi], \quad (2.3.59)$$

$$H_c^2 = H_f^2 [\sin^2 (\kappa_f h - \phi) + (n_c^2\kappa_f/n_f^2\kappa_c)^2 \cos^2 (\kappa_f h - \phi)], \quad (2.3.60)$$

$$\bar{H}_s^2 = \bar{H}_f^2 [\cos^2 \phi + (n_s^2\kappa_f/n_f^2\kappa_s)^2 \sin^2 \phi], \quad (2.3.61)$$

$$\bar{H}_c^2 = \bar{H}_f^2 [\cos^2 (\kappa_f h - \phi) + (n_c^2\kappa_f/n_f^2\kappa_c)^2 \sin^2 (\kappa_f h - \phi)]. \quad (2.3.62)$$

Кросс-мощность между четиыми или нечетиыми модами с различиыми κ_s запишется в виде

$$\bar{P} = \frac{\pi\beta}{\omega\varepsilon_0} \left[\frac{1}{n_s^2} H_s^2 \,\delta\, (\kappa_s - \bar{\kappa}_s) + \frac{1}{n_c^2} H_c^2 \,\delta\, (\kappa_c - \bar{\kappa}_c)\right] \quad (2.3.63)$$

Как и в случае ТЕ-мод, мы постулируем ортогональность четных и нечетных излучательных ТМ-мод и сиова получаем условие

$$\cos (\phi_s - \bar{\phi}_s) + \cos (\phi_c - \bar{\phi}_c) = 0. \quad (2.3.64)$$

Это выражение преобразуется в условие для фазы ϕ, которое имеет такой же вид, как и условие (2 3 34) для ТЕ-моды, но κ_f иеобходимо замеиить на κ_f/n_f^2, κ_s—на κ_s/n_s^2, а κ_c—иа κ/n_c^2.

2.3.3. Многослойные плоские волноводы

В предыдущих разделах рассматривалась простейшая плоская волиоводная структура, состоящая только из трех слоев: подложки, плеики и покрытия. Предметом рассмотрения этого раздела являются многослойные плоские волноводы, состоящие более чем из трех слоев. Многослойные волноводы находят самые различные применения. Они включают в себя буферные слои, для того чтобы изолировать металлические электроды от волновода, и металлические слон, которые служат волноводнымн поляризациоиными фильтрами для разделения ТЕ-мод от ТМ-мод [2.41, 2 42]. Многослойные структуры применяют также для коррекцнн волноводиой дисперсии, для обеспечения фазового сиихроиизма при волноводной геиерации второй гармоники [2 43] и для достижения сильной селективной фильтрацнн поперечных мод высшнх порядков [2.44]. В технике гетероструктуриых полупроводииковых лазеров используют пятислойные волиоводы для раздельного ограничения по носителям заряда и фотонам. Четырехслойиые волноводы применяются в лазерах с расширенным резонатором в конструкциях, допускающих повышенную лазерную мощиость [2 45, 2.46].

Анализ многослойных волноводов [2.6, 2.11, 2.41, 2.45] проводится так же, как и для трехслойных волноводов, рассмотренных выше в этом разделе. Главное отличие состоит в том, что в случае многослойных структур необходимо каждый раз применять граничные условия на поверхностях раздела слоев. Чтобы дать систематическое рассмотреиие этой задачн, воспользуемся матричной теорией, развитой для определеиия пропускающей и отражающей способностей многослойных оптических стоп [2 47, 2 48]

На рис 2 15 схематически изображен многослойиый волновод, плоскости слоев которого ориентированы, как и прежде, перпендикулярно осн x Наше краткое рассмотрение этого волновода будет касаться ТЕ-мод В коице раздела мы приведем простое правнло подстановки, которое дает решеиие задачи и для ТМ-мод.

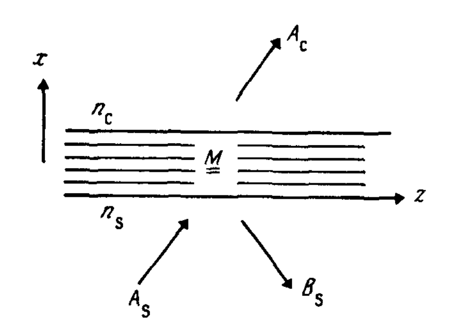


Рис.2.15. Многослойный плоский волновод с показателямн преломления подложки n_s и покровного слоя n_c. Ось z указывает направление, в котором распространяются моды.

Теория многослойных оптических стоп

В теорни многослойных стоп [2.47, 2.48] начинают рассмотрение с соотиошений (2.2.19)—(2.2.21) и определяют две перемениые U и V

$$U = E_y, \quad V = \omega\mu H_z, \tag{2.3.65}$$

которые опнсывают поперечные нзменення оптнческого поля. Такое определение выбрано потому, что $U(x)$ н $V(x)$ — величины, непрерывные на границах слоев. С помощью (2.19)—(2.21) получаем следующне соотношения:

$$U = -jV, \tag{2.3.66}$$

$$V' = j(\beta^2 - n^2k^2)\,U, \tag{2.3.67}$$

где штрих означает дифференцнрованне по x.

Обе переменные U и V подчиняются поперечному волиовому уравнению

$$U'' = (\beta^2 - n^2k^2)\,U. \tag{2.3.68}$$

Величины U и V описывают поперечное распределение поля в каждом отдельном слое с показателем преломлення n. Общее решенне волнового уравнения для такого слоя записывается следующим образом

$$U = A\exp(-j\kappa x) + B\exp(j\kappa x), \tag{2.3.69}$$

$$V = \kappa\,[A\exp(-j\kappa x) - B\exp(j\kappa x)], \tag{2.3.70}$$

где

$$\kappa^2 = n^2k^2 - \beta^2, \qquad (2.3.71)$$

как и прежде [см., например, (2.3.1)—(2.3.3)]. Постоянные A и B можно заменить значеннями $U_0 = U(0)$ и $V_0 = V(0)$ во входиой плоскости $x = 0$ слоя. Такнм образом,

$$A = \frac{1}{2}(U_0 + V_0/\kappa), \qquad (2.3.72)$$

$$B = \frac{1}{2}(U_0 - V_0/\kappa). \qquad (2.3.73)$$

Выражеиия (2.3.69)—(2.3.73) позволяют получить простое матрнчное соотиошенне между выходными U, V н входными U_0, V_0 величинамн:

$$\begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix}, \qquad (2.3.74)$$

где пары (U_0, V_0) и (U, V) записаны в внде векторов, а **M** является ***характеристической матрицей*** слоя. Оиа нмеет внд

$$\mathbf{M} = \begin{vmatrix} \cos(\kappa x) & (j/\kappa)\sin(\kappa x) \\ j\kappa\ \sin(\kappa x) & \cos(\kappa x) \end{vmatrix}. \qquad \mathbf{(2.3.75)}$$

Заметим, что $\det \mathbf{M} = 1$.

Рассмотрим теперь стопу из n слоев, помещениых между подложкой и покровным слоем, как показано на рис.2.15. Перенумеруем слон, начиная с подложки. Толщнны слоев обозначнм через h_i, а их показатели преломлеиия - через n_i, где $i = 1,\dots,n$ *Выходными* переменными для каждого из слоев являются U_i н V_i. Характернстнческне матрнцы для каждого слоя запнсываются в внде

$$\mathbf{M}_i = \begin{vmatrix} \cos(\kappa_i h_i) & (j/\kappa)\sin(\kappa_i h_i) \\ j\kappa_i\ \sin(\kappa_i h_i) & \cos(\kappa_i h_i) \end{vmatrix}, \qquad \mathbf{(2.3.76)}$$

где

$$\kappa_i^2 = n_i^2 k^2 - \beta^2. \qquad (2.3.77)$$

Соответствующие полевые переменные связаны соотношением

$$\begin{bmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_i \begin{bmatrix} U_i \\ V_i \end{bmatrix}. \qquad (2.3.78)$$

Применяя матричное умножение, получаем простое соотиошеиие между входными перемеииыми U_0, V_0 на поверхности подложки и выходиыми переменными U_n, V_n на границе с покровным слоем:

$$\begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} U_0 \\ V_n \end{bmatrix}, \qquad (2.3.79)$$

где **М** — *характеристическая матрица* стопы. Она **вычисляется как произведение** характеристических матриц отдельиых слоев:

$$\mathbf{M} \equiv \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix} = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_3 \ldots \mathbf{M}_n, \qquad (2.3.80)$$

где m_{11}, m_{12} и т.д. — матричные элементы, **которые мы используем ниже**.

Коэффициенты отражения и пропускания

Если характеристическая матрица многослойной стопы (такой, как иитерференциоиный фильтр) известна, то для падающего на стопу света нетрудно найти коэффициенты отражения и пропускания. Мы обращаемся опять к рис.2.15 и предполагаем, что свет падает со стороны подложки. Этот свет описывается выражениями (2.3.69) и (2.3 70), причем

$$\kappa_s^2 = n_s^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_s^2, \qquad (2.3.81)$$

амплитуда падающей волны равна A_s и амплитуда отраженной волиы — B_s

Тогда для входных переменных имеем

$$U_0 = A_s + B_s, \quad V_0 = \kappa_s (A_s - B_s). \tag{2 3.82}$$

Со стороны покрытия амплитуда прошедшей волны равна A_c, и соответствующие выходные переменные даются выражениями

$$U_n = A_c, \quad V_n = \kappa_c A_c, \tag{2.3.83}$$

где

$$\kappa_c^2 = n_c^2 k^2 - \beta^2 = -\gamma_c^2. \tag{2.3.84}$$

С помощью матричного соотношения (2 3 79) амплитудные коэффициенты пропускания $t = A_c/A_s$ и отражения $r = B_s/A_s$ можно записать через элементы характеристической матрицы стопы следующим образом·

$$t = 2\kappa_s \Big/ \left[\kappa_s m_{11} + \kappa_c m_{22} + \kappa_s \kappa_c m_{12} + m_{21}\right], \tag{2.3.85}$$

$$r = \left[\kappa_s m_{11} - \kappa_c m_{22} + \kappa_s \kappa_c m_{12} - m_{21}\right] t/2\kappa_s. \tag{2.3.86}$$

Это — хорошо известные выражения, применяемые в исследовании многослойных интерференционных фильтров, противоотражающих покрытий и зеркал с большим коэффициентом отражения.

Дисперсионное уравнение многослойного плоского волновода

Рассмотренная выше задача о прохождении света тесно связана с задачей о нахождении дисперсионного уравнения для моды, распространяющейся в многослойной структуре Основное различие между ними состоит в том, что в случае распространяющейся моды отсутствует падающий на структуру свет и оптические поля в подложке и покровном слое имеют вид экспоненциально затухающих волн. Эти поля записываются в виде

$$U = A \exp(\gamma x) + B \exp(-\gamma x), \tag{2 3.87}$$

$$V = j\gamma \left[A \exp(\gamma x) - B \exp(-\gamma x)\right] \tag{2.3.88}$$

и удовлетворяют поперечному волновому уравненню (2.3.68). Вместо поперечных постоянных распространення κ_s н κ_c теперь необходнмо использовать поперечные постоянные затухання γ_s н γ_c, которые мы уже определнлн с помощью выраженнй (2 3.81) н (2.3.84) Мы постулнруем, что поля должны затухать прн удаленин от многослойной структуры, н для входной н выходной переменных получаем

$$U_0 = A_s, \quad V_0 = j\gamma_s A_s; \quad V_n = B_c, \; V_n = -j\gamma_c B_c. \tag{2.3.89}$$

Подстановка этнх выраженнй в матрнчное соотношенне **(2.3.79) дает**

$$\begin{aligned} A_s &= \left[m_{11} - j\gamma_c m_{12}\right] B_c, \\ j\gamma_s A_s &= \left[m_{21} - j\gamma_c m_{22}\right] B_c \end{aligned} \tag{2.3.90}$$

Разделив одно нз этнх соотношенні на другое, получнм нскомое дисперснонное уравненне для многослойного плоского волновода

$$j\left[\gamma_s m_{11} + \gamma_c m_{22}\right] = m_{21} - \gamma_s \gamma_c m_{12} \tag{2.3.91}$$

Это уравненне запнсано через постоянные затухання γ_s и γ_c н элементы характернстнческой матрнцы оптнческой стопы Оно устанавлнвает соотношение между частотой $\omega = kc$ света и постоянной распространення β моды в многослойной структуре Уравненне справедлнво для любого чнсла слоев, н его можно прнменять для прнблнженного аналнза волноводов с граднентнымн профнлямн показателя преломлення. В качестве полезной нллюстрацин нnже мы рассмотрнм четырехслойный н симметрнчный пятнслойный волноводы

Четырехслойный волновод

В качестве примера рассмотрнм четырехслойный плоскнй волновод, наподобне тех, что нспользуются в лазерных структурах с расшнренным резонатором. Этот волновод схематнчески показан на рнс.2 16 вместе с основными волноводнымн параметрамн. Для простоты выберем подложку и покровный слой с однинаковымн показателямн преломления ($n_s = n_c$), т.е. с однинаковымн постоянными затухания $\gamma_s = \gamma_c = \gamma$. В этом случае дисперснонное уравненне прннимает простой вид:

$$j\gamma(m_{11} + m_{22}) = m_{21} - \gamma^2 m_{12} \qquad (2\ 3.92)$$

Это уравненне позволяет получнть условие отсечкн мод $m_{21} = 0$, которое соответствует случаю нулевого затуханния ($\gamma = 0$) полей в подложке. Необходнмые элементы характернстнческой матрицы $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1\mathbf{M}_2$ двуслойной стопы получают из (2 3 76) с помощью матрнчного умножения Онн нмеют вид

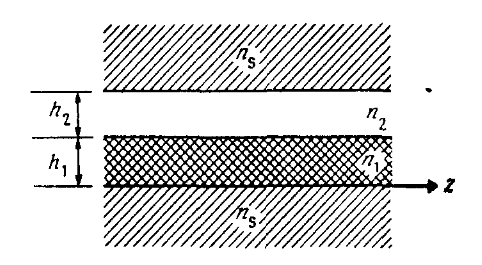


Рис. 2.16. Вид сбоку на четырехслойиый плоский волновод с однинаковыми показателями преломления n_s подложки и покровного слоя Показатели преломлення двух заключенных между ними пленок равны n_1 и n_2, а соответствующне толщины пленок — h_1 и h_2.

$$n_{11} = \cos(\kappa_1 h_1)\cos(\kappa_2 h_2) - (\kappa_2/\kappa_1)\sin(\kappa_1 h_1)\sin(\kappa_2 h_2),$$

$$m_{22} = \cos(\kappa_1 h_1)\cos(\kappa_2 h_2) - (\kappa_1/\kappa_2)\sin(\kappa_1 h_1)\sin(k_2 h_2),$$

$$(2\ 3.93)$$

$$m_{12} = (j/\kappa_1)\sin(\kappa_1 h_1)\cos(\kappa_2 h_2) + (j/\kappa_2)\cos(\kappa_1 h_1)\sin(\kappa_2 h_2),$$

$$m_{21} = j\kappa_1\sin(\kappa_1 h_1)\cos(\kappa_2 h_2) + j\kappa_2\cos(\kappa_1 h_1)\sin(\kappa_2 h_2)$$

После подстановки этих элементов в (2.3.92) днсперсионное уравнение можно записать в факторизованном виде:

$$\left[\cos(\kappa_1 h_1) - (\kappa_1/\gamma)\sin(\kappa_1/h_1)\right]\left[\cos(\kappa_2 h_2) + (\gamma/\kappa_2)\sin(\kappa_2 h_2)\right] =$$

$$= -\left[\cos(\kappa_1 h_1) + (\gamma/\kappa_1)\sin(\kappa_1/h_1)\right] \times$$

$$\times \left[\cos(\kappa_2 h_2) - (\kappa_2/\gamma)\sin(\kappa_2/h_2)\right] \qquad (2\ 3\ 94)$$

В качестве последнего шага мы нспользуем известные тождества для трнгонометрнческнх функцнй н перепншем днсперсионное уравненне для четырехслойного плоского волновода в внде

$$\kappa_1 \mathrm{tg}\left[\kappa_1 h_1 - \mathrm{arctg}(\gamma/\kappa_1)\right] = -\kappa_2 \mathrm{tg}\left[\kappa_2 h_2 - \mathrm{arctg}(\gamma/\kappa_2)\right] \qquad (2\ 3\ 95)$$

Оно согласуется с дисперснонным уравненнем, полученным другнмн методамн [2 6, 2 41] Для дальнейшей проверкн мы положнм $h_2 = 0$ н, как ожндалось, получнм днсперснонное уравненне симметричного трехслойного плоского волновода

Симметричный пятислойный волновод

В качестве второго примера рассмотрнм снмметрнчный пятнслойный волновод тнпа тех, которые прнменяются в лазерах с раздельным ограниченнем Его структура показана на рис 2 17 Предполагается, что показателн преломлення подложкн н покровного слоя одинаковы

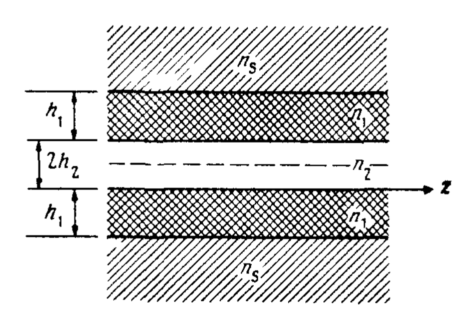


Рис. 2.17. Симметрнчный пятнслойный волновод Толщнны пленок, заключенных между подложкой н покровным слоем, равны h_1, $2h_2$ н h_1, а нх показатели преломлення – соответственно n_1, n_2 н n_1

($n_s = n_c$), откуда следует равенство соответствующих постоянных затухания $\gamma_s = \gamma_c = \gamma$ Чтобы использовать свойство симметрии структуры, будем считать, что внутренние три слоя состоят из двух пар слоев с толщинами h_1, h_2 и h_2, h_1 соответственно Плоскость, в которой эти пары слоев смыкаются, показана на рисунке штриховой линией Парам слоев соответствуют пары матриц $\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ и $\mathbf{M}_2$, $\mathbf{M}_1$ Характеристическая матрица трехслойной стопы получается с помощью матричного умножения

$$\mathbf{M} = \begin{vmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{vmatrix} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1, \qquad (2\ 3\ 96)$$

где M_{11}, M_{12} и т д —матричные элементы

Матрицы пар слоев имеют вид

$$\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix}, \quad \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 = \begin{vmatrix} m_{22} & m_{12} \\ m_{21} & m_{11} \end{vmatrix}, \qquad (2\ 3\ 97)$$

который отличает матричные элементы пар слоев (m_{11}, m_{12} и т д) от матричных элементов трехслойной стопы Матричные элементы m_{11}, m_{12} и т д определяются выражениями (2 3 93) Из этих выражений следует, что матрицы двуслойных пар отличаются друг от друга перестановкой элементов m_{11} и m_{22} Выполняя матричное умножение, находим следующие соотношения

$$M_{11} = M_{22} = m_{11}m_{22} + m_{12}m_{21},$$
$$M_{12} = 2m_{11}m_{12}, \quad M_{21} = 2m_{21}m_{22} \qquad (2\ 3\ 98)$$

Здесь мы видим, что $M_{11} = M_{22}$, как и должно быть в случае симметричной стопы

С учетом последнего упрощения дисперсионное уравнение пятислойного волновода принимает вид

$$2j\gamma M_{11} = M_{21} \quad \gamma^2 M_{12} \qquad (2\ 3\ 99)$$

После подстановки в него соотношений (2 3 98) дисперсионное **ура**внение можно переписать в факторизованном виде

$$(m_{21} \quad j\gamma m_{11})\,(m_{22} - j\gamma m_{12}) = 0 \qquad (2\ 3\ 100)$$

Нетрудно видеть, что мы имеем два днсперснонных уравнения

$$m_{21} = j\gamma m_{11}, \tag{2 3 101}$$

$$m_{22} = j\gamma m_{12} \tag{2 3 102}$$

Поскольку det $(\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2) = 1$, этн два уравнення не могут одновременно удовлетворяться прн одних н тех же значеннях ω н β Онн соответствуют различным наборам мод Более подробное рассмотренне показывает, что эти наборы относятся к модам четных и иечетных порядков

Уравненне (2 3 101) соответствует модам четных порядков Еслн подставить в него матрнчные элементы нз (2 3 93) н запнсать члены таким образом, что за скобкн будут вынесены функцнн величнны $\kappa_2 h_2$, то мы получнм

$$\kappa_2 \sin(\kappa_2 h_2)\cdot\left[\cos(\kappa_1 h_1) + (\gamma/\kappa_1)\sin(\kappa_1 h_1)\right] =$$

$$= \kappa_1 \cos(\kappa_2 h_2)\left[(\gamma/\kappa_1)\cos(\kappa_1 h_1) - \sin(\kappa_1 h_1)\right] \tag{2 3 103}$$

Заметнм, что вынесение за скобки функций велнчины $\kappa_1 h_1$ прнводит к днсперсионному уравнению, представленному в книге [2 45] Однако мы преобразуем (2 3 103), нспользуем хорошо нзвестные тождества для трнгонометрнческих функцнй н прндем к уравненню

$$\kappa_2 \operatorname{tg}\left[\kappa_2 h_2\right] = -\kappa_1 \operatorname{tg}\left[\kappa_1 h_1 - \operatorname{arctg}(\gamma/\kappa_1)\right] \tag{2 3 104}$$

Это уравнение согласуется с днсперснонным уравиением для мод четных порядков, полученным другим способом [2 6]

В случае мод нечетных порядков мы начнем рассмотренне с выражения (2 3 102), выполннм преобразования, аналогичные прнведенным выше, н получнм следующее днсперснонное уравненне

$$\kappa_2 \operatorname{ctg}\left[\kappa_2 h_2\right] = \kappa_1 \operatorname{tg}\left[\kappa_1 h_1 - \operatorname{arctg}(\gamma/\kappa_1)\right] \tag{2.3 105}$$

ТМ-моды

Предыдущее рассмотренне многослойных волноводов справедлнво для ТЕ мод С помощью простой подстановки результаты, полученные для ТЕ мод, можно применить к ТМ модам

Для ТМ мод мы имеем $E_y = H_z = H_x = 0$ Начнем рассмотренне с соотношенний (2 2 24)—(2 2 26) н последуем по тому же путн, что н в случае ТЕ мод Определнм переменные

$$U = H_y, \quad V = \omega\varepsilon_0 E_z \tag{2 3 106}$$

н получнм соотношення

$$U' = jn^2 V\ , \quad V' = j(k^2 - \beta^2/n^2)\ U \tag{2 3 107}$$

Выражения (2 3 106) и (2 3 107) прнводят в совокупиости к поперечиому волновому уравненню, общее решение которого записывается следующнм образом

$$U = A \exp(-j\kappa x) + B \exp(j\kappa x),$$

(2.3.108)

$$V = -(\kappa/n^2)\Big[A \exp(-j\kappa x) - B \exp(j\kappa x)\Big]$$

Это уже дает иам возможность найти необходимую подстановку Сравнение с уравнениями (2 3 69) и (2 3 70) показывает, что общее решение для ТМ мод будет таким же, как и для ТЕ мод, если сделать подстановку

$$\text{TE} \to \text{TM}\ , \quad \kappa \to -(\kappa/n^2) \tag{2 3 109}$$

и то же для γ

Заметим, что эта подстановка *не* должна применяться по отиошению к фазовым членам (κx), $(\kappa_1 h_1)$ и т п , поскольку оии одинаковы в обоих общих решениях

Подстановку можно применить ко всем результатам, вытекающим из общего решения, т е почти ко всем результатам, представляющим интерес Они включают в себя формулы для коэффициентов отражения и пропускаиия и, в частности, дисперсиониое уравнение Для ТМ мод последнее после подстановки принимает вид

$$-\jmath\left[m_{11}\gamma_s/n_s^2 + m_{22}\gamma_c/n_c^2\right] = m_{21} - \left[\gamma_s\gamma_c/n_s^2n_c^2\right]m_{12} \tag{2 3 110}$$

Применяя подстановку к характеристической матрице (2 3.76) отдельного слоя, для ТМ поляризации получаем

$$M_l = \begin{vmatrix} \cos(\kappa_l h_l) & -\jmath\,(n_l^2/\kappa_l)\sin(\kappa_l h_l) \\ -\jmath\,(\kappa_l/n_l^2)\sin(\kappa_l h_l) & \cos(\kappa\ h_l)_l \end{vmatrix} \tag{2 3 111}$$

Аналогнчно для ТМ волн можно использовать и другие результаты, полученные выше для ТЕ волн

2.4. ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДЫ С ПЛАВНО ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ПРОФИЛЯМИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Некоторые технологические процессы, в частиости, такне, как диффузия и ноиная имплантация, приводят к гому, что диэлектрические волиоводные слои имеют плавно изменяющиеся профили показателя преломлення, т е показатель преломления $n(x)$ постепенно изменяется вдоль поперечного сечеиия волновода В этом разделе представлены известные выражения, описывающие поля мод в случае трех различных симметричных профилей показателей преломления, собственно, для параболического профиля, для профиля, изменяющегося по закону $1/\mathrm{ch}^2$, и для экспоиеициального профиля Кроме того, мы обсудим профили с одним резким измеиением показателя преломления, что соответствует случаю диффузионных волноводов с резким ступенчатым изменением показателя преломления иа границе раздела пленка—воздух В конце раздела мы кратко опишем прнменеиие метода Венцеля—Крамерса—Бриллюэна (ВКБ) к профилям с плавным изменением показателя преломления

Наше обсуждение будет сосредоточено иа ТЕ модах, описываемых волновым уравиеннем (2 2 22) для составляющей E_y

$$d^2E_y/dx^2 = (\beta^2 - n^2k^2)E_y \qquad (2\ 4\ 1)$$

Если градиент показателя преломления $n(x)$ достаточно мал, то точные решения для этих мод можно изменить и использовать в качестве приближения для ТМ мод

Волновое уравнение (2 4 1) имеет такой же вид, как и уравнение Шредингера в квантовой механике, если принять, что величина $N^2 = \beta^2/k^2$ соответствует уровию энергии, а $n^2(x)$—энергии потенциальной ямы Поэтому мы можем воспользоваться обширной литературой по квантовой механике, касающейся как специальных решений, так и методов анализа

2.4.1. Параболический профиль (гармонический осциллятор)

Согласио рис 2 18, для приближенного описания действительного

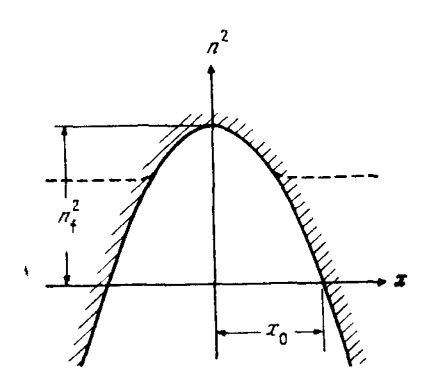


Рис. 2.18. Профиль показателя преломления реального волновода (штриховая кривая), который аппроксимируется параболическим профилем (сплошная кривая)

изменения показателя преломления в реальном волноводе (показано штриховой линией) вблизи оси волновода ($x = 0$), где $n(0) = n_f$, можно воспользоваться параболическим профилем

$$n^2(x) = n_f^2\left[1 - x^2/x_0^2\right] \qquad (2\ 4\ 2)$$

Отсюда при малых значениях x мы имеем

$$n(x) \approx n_f \left[1 - \frac{1}{2} x^2/x_0^2\right] \qquad (2\ 4\ 3)$$

Профиль показателя преломления (2 4 2) аналогичен профилю потенциальной ямы гармонического осциллятора (см , например, [2 29]), и поэтому решения волнового уравнения имеют вид

$$E_y = \mathrm{H}_\nu\left[\sqrt{2}\, x/w\right] \exp\left[-x^2/w^2\right], \qquad (2\ 4\ 4)$$

где H_ν — полиномы Эрмита, определяемые следующим образом

$$\mathrm{H}_\nu\ (x) = (-1)^\nu \exp\ (x^2)\ \frac{d^\nu}{dx^\nu} \exp\left[\ x^2\right] \qquad (2\ 4\ 5)$$

Полиномы низших порядков даются выражениями

$$\mathrm{H}_0\ (x) = 1,\ \mathrm{H}_1\ (x) = 2x,\ \mathrm{H}_2\ (x) = 4x^2 - 2,\ \mathrm{H}_3\ (x) = 8x^3 - 12x \qquad (2\ 4\ 6)$$

Функции Эрмита — Гаусса (2 4 4) употребляются также для описания мод лазерных пучков и лазерных резонаторов [2 3, 2 49], для которых параметр w называется «радиусом пучка» Последний дается выражением

$$w^2 = \lambda x_0/\pi n_f \qquad (2\ 4\ 7)$$

и указывает на степень ограниченности основной моды Для постоянной распространения β_ν и эффективного показателя преломления N_ν моды порядка ν имеем

$$\beta_\nu^2 = n_f^2\ k^2\ (2\nu + 1)n_f k/x_0, \qquad (2\ 4\ 8)$$

$$N_\nu^2 = n_f^2 - \left[\nu + \frac{1}{2}\right] \left[n_f\lambda/\pi x_0\right] \qquad (2\ 4\ 9)$$

Параболический профиль соответствует заполненной потенциальной яме, и ему отвечает бесконечный набор дискретных мод Но если порядок ν моды увеличивается, то энергия моды расплывается в направлении от оси волновода, и, как следствие этого, расстояния x становятся столь велики, что выражение (2 4 2) уже нельзя считать хорошим приближением для реального профиля показателя преломления волновода

2 4.2. Профиль, изменяющийся по закону $1/\mathrm{ch}^2$

Профилю $1/\mathrm{ch}^2$ соответствует потенциальная яма, определяемая выражением

$$n^2(x) = n_s^2 + 2n_s\Delta n/\mathrm{ch}^2(2x/h) \qquad (2\ 4\ 10)$$

Соответствующая потенциальная функция также используется в квантовой механике [2 29] и представляет собой специальный случай потенциальной функции Пешля—Теллера [2 50] При малых амплитудах отклонения показателя преломления Δn от значения показателя преломления подложки n_s можно воспользоваться приближенным выражением

$$n(x) \approx n_s + \Delta n/\mathrm{ch}^2(2x/h), \qquad (2\ 4\ 11)$$

которое описывает волноводный слой толщиной h (рис 2 19) Аналогично случаю однородного плоского волновода, рассмотренного в разд 2 1, удобно ввести нормированную толщину V, которую мы определяем как

$$V = kh\sqrt{2n_s\Delta n} \qquad (2\ 4\ 12)$$

Решение волнового уравнения (2 4 1) для профиля $1/\mathrm{ch}^2$, определяемого выражением (2 4 10), дает простое выражение для максимального порядка $s \geq \nu$ волноводных мод

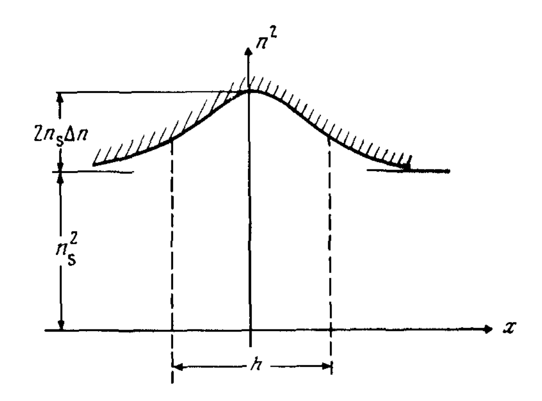


Рис.2.19. Профиль показателя преломления, изменяющегося по закону $1/\mathrm{ch}^2$ Указана номинальная толщина волновода h

Решение волнового уравнения (2 4 1) для профиля $1/\mathrm{ch}^2$, определяемого выражением (2 4 10), дает простое выражение для максимального порядка $s \geq \nu$ волноводных мод

$$s = \frac{1}{2}\left[\sqrt{1 + V^2} - 1\right] \qquad (2\ 4\ 13)$$

При этом постоянные распространения β_ν и эффективные показатели преломления N_ν запишутся в виде

$$\beta_\nu^2 = n_s^2k^2 + 4(s - \nu)^2/h^2, \qquad (2\ 4\ 14)$$

$$N_\nu^2 = n_s^2 + (s - \nu)^2(\lambda/\pi h)^2 \qquad (2\ 4\ 15)$$

Для распределения поля моды имеем

$$E_y = u_\nu(2x/h)/\mathrm{ch}^2\ (2x/h), \qquad (2.4.16)$$

где u_ν — гипергеометрические функции [2 28]. Для четных порядков моды ν:

$$u_\nu = 1 - \frac{1}{2}\nu\,(2s - \nu)\operatorname{sh}^2(2x/h)/(1\cdot 1!) +$$
$$+ \frac{1}{4}\nu(\nu - 2)\,(2s - \nu)\,(2s - \nu - 2)\operatorname{sh}^4(2x/h)/(1\cdot 3\cdot 2!) + \ldots, \quad (2.4.17)$$

а для нечетных ν

$$u_\nu = \operatorname{sh}(2x/h)\left[1 - \frac{1}{2}(\nu - 1)\,(2s - \nu - 1)\operatorname{sh}^2(2x/h)/(3\cdot 1!) + \right.$$
$$+ \frac{1}{4}(\nu - 1)\,(\nu - 3)\,(2s - \nu - 1)\,(2s - \nu - 3)\,\times$$
$$\left.\times \operatorname{sh}^4(2x/h)/(3\cdot 5\cdot 2!) + \ldots\right]. \quad (2.4.18)$$

Для мод низших порядков эти функции принимают более простой вид

$$u_0 = 1,$$
$$u_1 = \operatorname{sh}(2x/h),$$
$$u_2 = 1 - 2(s - 1)\operatorname{sh}^2(2x/h),$$
$$u_3 = \operatorname{sh}(2x/h)\left[1 - \frac{2}{3}(s - 2)\operatorname{sh}^2(2x/h)\right] \quad (2.4.19)$$

В работе Нельсона и Мак-Кенны [2.13] рассмотрен профиль с асимметричным изменением показателя преломления, который является обобщением профиля $1/\operatorname{ch}^2$ на случаи, когда показатели преломления подложки и покровного слоя неодинаковы.

Другой профиль, который формально связан с профилем $1/\operatorname{ch}^2$, имеет вид

$$n^2(x) = n_f^2\left[1 - \Delta\,\operatorname{tg}^2(x/x_0)\right] \quad (2.4.20)$$

Он также является особым случаем потенциальной функции Пешля—Теллера, для которого можно найти точные решения, подробно рассмотренные в работе Гордона [2.51].

2.4.3. Экспоненциальный профиль

Экспоненциальный профиль—это еще один случай, для которого имеются точные решения [2.52]. Применим их здесь к симметричному профилю, показанному на рис. 2.20 и определяемому выражением

$$n^2(x) = n_s^2 + 2n_s\,\Delta n\,\exp(-2|x|/h), \tag{2.4.21}$$

которое в случае малых Δn можно приближенно переписать в виде

$$n(x) \approx n_s + \Delta n\,\exp(-2|x|/h) \tag{2.4.22}$$

Введем снова нормированную толщину слоя V

$$V = kh\sqrt{2n_s\Delta n}\,. \tag{2.4.23}$$

Решения для этого профиля можно представить через функции Бесселя J_p первого рода и дробного порядка p:

$$\begin{aligned} E_y &= J_p\left\{V\exp[-x/h]\right\} \quad \text{при } x > 0, \\ E_y &= J_p\left\{V\exp[x/h]\right\} \quad \text{при } x < 0 \end{aligned} \tag{2.4.24}$$

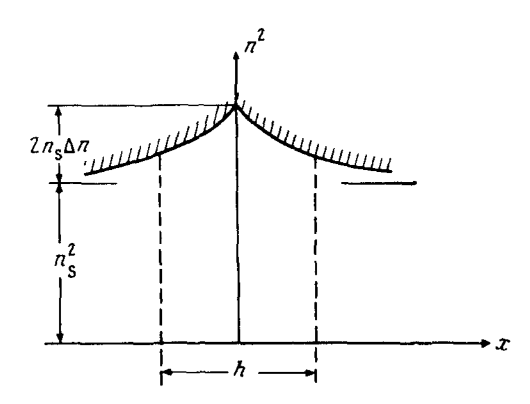


Рис.2.20. Симметричный экспоненциальный профиль и соответствующая номинальная толщина волновода h

Порядок p_ν определяется путем сшивания решений на границе $x = 0$ для данного значения V. В случае четных мод необходимо, чтобы выполнялось равенство

$$J_p'(V) = 0, \tag{2.4.25}$$

а для нечетных мод

$$J_p(V) = 0. \tag{2.4.26}$$

Каждое из этих двух условий дает приблизнтельно V/π дискретиых решений для p_ν. Мы можем представить через p_ν постояиную распространения β_ν:

$$\beta_\nu^2 = n_s^2 k^2 + p_\nu^2/h^2, \qquad (2.4.27)$$

и эффективный показатель преломлеиия N_ν:

$$N_\nu^2 = n_s^2 + p_\nu^2/(kh)^2. \qquad (2.4.28)$$

На рнс. 2.21 представлеиы кривые зависимости от V величины

$$(p_\nu/V)^2 = \left[N_\nu^2 - n_s^2\right]/\left[2n_s\Delta n\right] \approx \left[N_\nu - n_s\right]/\Delta n \qquad (2.4.29)$$

для мод иечетиых порядков, которые заимствованы из работы Керразерса и др [2.53] и представляют результаты численного решеиия уравнения (2.4.26).

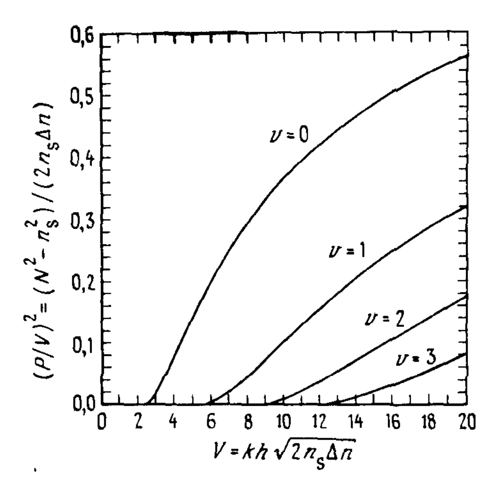


Рис. 2.21. Нормированная $\omega-\beta$-диаграмма для плоских волиоводов с экспоиенциальным профилем показателя преломлеиия Представлеиные дисперсионные кривые для мод четных порядков соответствуют также модам волноводов с асиммeтрнчным экспоненциальным профилем показателя преломления, порядки которых удовлетворяют равенству (2.4.30) и равны $\nu = \nu_{\text{асим}}$ (Согласио работе [2 53])

2.4.4. Профили показателя преломления с сильной асимметрией

В одном из типов применяемых волноводов слой с большим показателем преломления создается (например, путем диффузии) в материале подложки. В то время как полученное изменение показателя преломления относительно мало, разность между показателем преломления подложки n_s и показателем преломления покровного слоя n_c (обычно это воздух) оказывается, как правило, значительной. При этом профиль показателя преломления имеет вид, показанный на рис.2.22. Такой

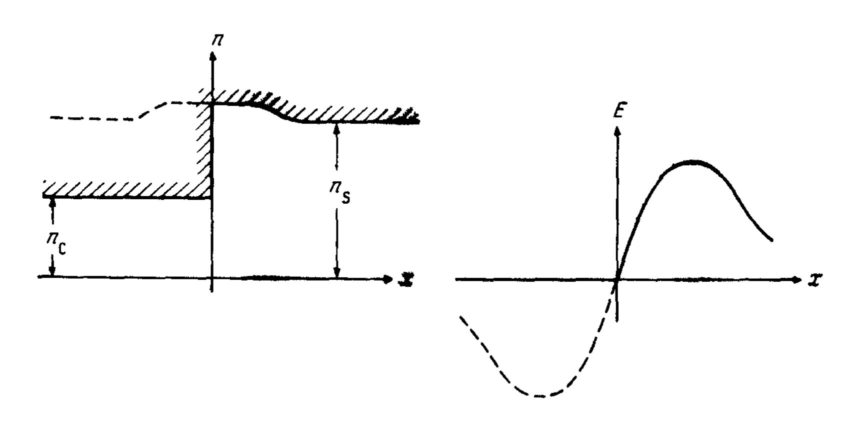


Рис.2.22. Сильно асимметричный профиль показателя преломления (сплошная кривая) и связанный с ним симметричный профиль (штриховая кривая). Показано также соответствующее приближенное распределение поля $E(x)$.

профиль мы называем «сильно асимметричным», поскольку предполагается, что соответствующая ему степень асимметрии, определенная в разд 2.1, очень велика. Рассмотрим здесь связь между сильно асимметричными профилями и обсуждавшимися выше симметричными профилями, чтобы найти приближенные решения для мод в случае асимметричного профиля исходя из известных решений для симметричного профиля Этот метод Стендли и Рамасвами [2 54] применили к асимметричному параболическому профилю, а Коивелл [2.52] и Керразерс и др. [2.53]—к асимметричному экспоненциальному профилю. Чтобы получить первое приближение, предположим, что поле в покровном слое ($x < 0$) стремится к нулю (рис.2 22). Распределение поля в соответствующем симметричном профиле показано штриховой кривой. Согласно решениям для мод нечетных порядков, в случае симметричного профиля напряженность

поля при $x = 0$ обращается в нуль, как показано на рисунке. Следовательно, для значенний $x > 0$ данные решения можно применить к асимметричному профилю, если положить $E = 0$ при $x \leq 0$. Постоянные распространения, которые соответствуют этим модам, в случае асимметричного профиля также можио использовать без изменений как первое приближение. Поскольку в случае симметричного профиля мы используем моды только иечетиого порядка, перенумеруем их с помощью простого соотиошеиия

$$2\nu_{\text{асим}} + 1 = \nu_{\text{сим}} \tag{2.4.30}$$

между иомерами мод $\nu_{\text{асим}}$ асимметричного профиля и номерами мод $\nu_{\text{сим}}$ соответствующего симметричного профиля.

Хотя действительная величина поля на границе пленка—воздух очень мала, она все же отлична от иуля. В некоторых приложениях, таких, как волноводные фильтры с поверхностным гофрированием, необходимо знать значения поля на границе раздела. Хаус и Шмидт [2.55] показали, как можно усовершенствовать приведенное выше приближение и оценить значения этих полей. Они предположили, что в покровном слое поля затухают с постоянной γ_c, определяемой выражением

$$\gamma_c^2 = \beta^2 - n_c^2 k^2 \tag{2.4.31}$$

Согласовав поля на границе $x = 0$, они нашлн выраження для y-составляющей электрического поля

$$E_y(0) = \frac{1}{\gamma_c} \left[\frac{dE_y}{dx} \right]_{x=0}, \tag{2.4.32}$$

которое связывает поле на поверхности $x = 0$ с производной dE/dx. Последняя вычисляется из приближенных решений, рассмотренных выше.

Точные решения для асимметричного экспоненцнального профиля были исследованы Конвелл [2.52].

2.4.5. ВКБ-метод

ВКБ-метод позволяет найти приближенные решения волнового уравнения (2.4.1) для профилей с медленно меняющимся показателем преломления $n(x)$. Этот метод подробно рассматривается в лнтературе по кваитовой механике (см., например, [2.29, 2.56], а применение его к диэлектрическим волноводам рассматривали Гордои [2 51], Фелсен и Маркувиц [2.57], а также другие авторы). Метод состоит в выборе

пробного значения постоянной распространения β (или эффективного показателя преломления N) волновода и в последующем определении «поворотных точек» x_1 и x_2 (рис. 2.23), что математически записывается следующим образом·

$$n\ (x_i) = N = \beta/k\ , \qquad i = 1,\ 2. \tag{2.4.33}$$

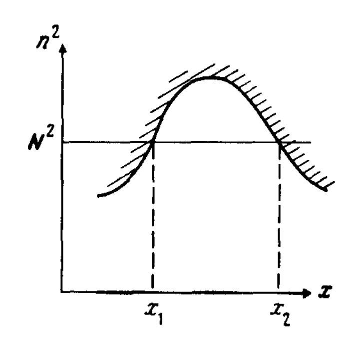


Рис. 2.23. Определение точек поворота x_1 и x_2 при пересечении линии $n^2 = N^2$ с профилем показателя преломления $n^2(x)$.

Значения величины β, которые при целых ν подчиняются условию

$$\int_{x_1}^{x_2} dx\ \sqrt{n^2k^2 - \beta^2} = \pi\ \left[\nu + \frac{1}{2}\right], \tag{2.4.34}$$

являются постоянными распространения β_ν, найденными с помощью ВКБ-метода. Это условие можно записать через эффективный показатель преломления следующим образом:

$$\int_{x_1}^{x_2} dx\ \sqrt{n^2 - N^2} = \frac{\lambda}{2}\left[\ \nu + \frac{1}{2}\ \right]. \tag{2.4.35}$$

ВКБ-метод предсказывает осциллирующие поля в области, где $n(x) > N$ (т.е. $x_1 < x < x_2$), и экспоненциально затухающие поля там, где $n(x) < N$ (т.е. $x < x_2$ и $x < x_1$)

Известно, что в конкретном случае параболического профиля результаты, полученные с помощью ВКБ-метода, находятся в полном согласии с решением (2.4.8), полученным для данного профиля в явном виде.

2.5. ПОЛОСКОВЫЕ ВОЛНОВОДЫ

Рассмотренные в двух предыдущих разделах оптические планарные волноводы не обеспечивают ограничения распространения света в плоскости пленки, т.е. в плоскости yz. Ограничение имеет место лишь в направлении оси x В оптических полосковых волноводах возможно дополнительное ограничение, например, в направлении y Полосковые, или канальные, волноводы применяются во многих активных и пассивных устройствах интегральной оптики, включая лазеры, модуляторы, переключатели и направленные ответвители. Дополнительное ограничение позволяет улучшить характеристики устройств, например снизить управляющую мощность или управляющее напряжение. Кроме того, оно необходимо при разработке одномодовых структур, совместимых с одномодовыми оптическими волокнами

Ниже мы проведем обзор различных конструкций полосковых волноводов, рассмотрим векторное уравнение, которое необходимо решить при строгом их анализе, и обсудим приближенные методы, в том числе разделение переменных, метод затенения поля и метод эффективного показателя преломления

2.5.1. Конструкции полосковых волноводов

На рис.2.24 показаны схематически поперечные сечения в плоскости xy шести различных типов полосковых волноводов Для простоты на рисунке показаны резкие переходы показателя преломления Однако ясно, что при некоторых методах изготовления, таких, как диффузия, могут получаться поперечные сечения с плавными профилями показателя преломления. Во всех шести случаях свет распространяется преимущественно в среде с показателем преломления n_f Мы используем те же обозначения, что и в случае плоских волноводов: n_s — для показателя преломления подложки и n_c — для показателя преломления покровного или защитного слоя Это иллюстрируется на рис.2 24,*а* для общей геометрии волновода. Показатель преломления боковых слоев n_1 во многих случаях отличается от показателей преломления подложки и покрытия Рис.2 24,*б* представляет пример погруженного волновода с однородным со всех сторон покрытием. Пример на рис 2 24,*в* иллюстрирует поперечное сечение выступающего полоскового волновода Его можно изготовить, если в планарном плоском волноводе закрыть маской полоску и удалить окружающую ее пленку с помощью методов распыления или травления. Волновод гребневого типа (рис.2 24,*г*) можно получить таким

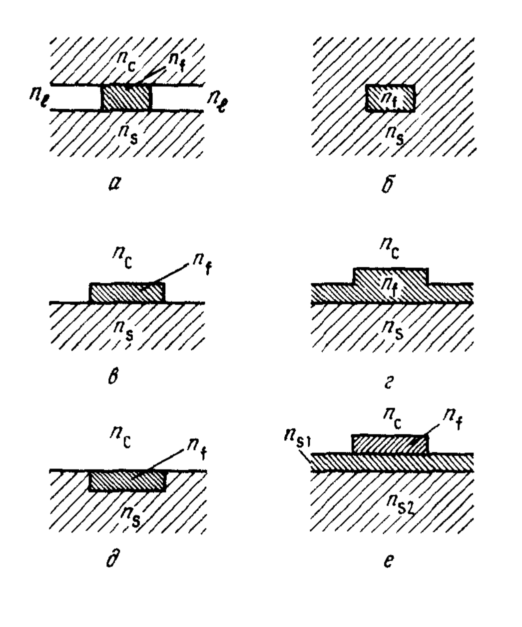


Рис. 2.24. Поперечные сечения шести типов полосковых волноводов *а* — общий случай, *б* — погруженный, *в* — приподнятый, *г* — гребневый, *д* — внедренный, *е* — составной

же способом, но пленка при этом удаляется не полностью Внедренные полосковые волноводы (рис 2 24,*д*) могут быть изготовлены с помощью диффузии или ионной имплантации через маску На рис 2 24,*е* показан составной полосковый волновод, у которого полоска с показателем преломления n_f сформирована путем осаждения (или травления) на поверхности планарного волновода Считается, что при изготовлении волноводов гребневого типа и составных полосковых волноводов требования к разрешению и допустимой шероховатости края полоски могут быть снижены Оба этих волновода используют окружающий полоску плоский волновод, т е боковые слои, в которых может распространяться по крайней мере одна волноводная мода, когда они работают как планарные волноводы

2.5.2. Векторное волновое уравнение

В полосковом волноводе показатель преломления $n = n(x, y)$ явля-

ется функцией обеих поперечных координат В результате этого анализ волноводных мод становится значительно сложнее, чем в случае плоских волноводов Начнем рассмотрение с записи уравнеинй Максвелла (2 2.6) и (2 2 7) для комплексных амплитуд

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}, \qquad \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon \mathbf{E} \tag{2 5 1}$$

Ниже мы приведем вывод векторного волнового уравнения для поперечных полей в полосковом волноводе [2 4, 2 6, 2 7] Как первый шаг возьмем ротор от уравнений Максвелла, что дает

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \nabla \times \mathbf{H} = \omega^2 \varepsilon\mu_0 \mathbf{E}, \tag{2.5.2}$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\nabla \times (\varepsilon \mathbf{E}) = \omega^2 \varepsilon\mu_0 \mathbf{H} + \nabla \ln \varepsilon \times (\nabla \times \mathbf{H}). \tag{2.5.3}$$

Здесь мы использовали векторное тождество

$$\nabla \times (a\mathbf{b}) = a\nabla \times \mathbf{b} + (\nabla a) \times \mathbf{b} \tag{2.5.4}$$

вместе с соотношением

$$\nabla \ln \varepsilon = \nabla \varepsilon / \varepsilon \tag{2.5.5}$$

для градиента $\varepsilon(x, y)$. Взяв дивергенцию от (2.5.1), получим

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \qquad \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = 0 \tag{2 5 6}$$

Второе из этих соотношений можно записать в более удобном виде

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon \tag{2 5 7}$$

Эти соотношеиия можно использовать вместе с векториым тождеством

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} = -\nabla^2 \mathbf{a} + \nabla (\nabla \cdot \mathbf{a}) \tag{2 5 8}$$

В результате можио записать следующие волновые уравнения для полей в волноводе:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + (\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon) + \omega^2 \varepsilon \mu_0 \mathbf{E} = 0, \tag{2.5.9}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + (\nabla \ln \varepsilon) \times (\nabla \times \mathbf{H}) + \omega^2 \varepsilon \mu_0 \mathbf{H} = 0. \tag{2.5.10}$$

Мы замечаем, что поперечные градиенты показателя преломления, определяемые величиной $\nabla \ln \varepsilon$, добавляют к обычному волновому уравнению слагаемые, которые приводят к связи компонент векторных полей **E** и **H**. Более подробное исследование показывает, что продольные составляющие поля можно отделить от поперечных составляющих. Это становится ясным, если мы разделим поля на поперечные ($\mathbf{E}_t$, $\mathbf{H}_t$) и продольные (E_z, H_z) компоненты, как в разд 2.2, и запишем поля мод в виде

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}_t + \mathbf{E}_z) \exp(-j\beta z), \quad \mathbf{H} = (\mathbf{H}_t + \mathbf{H}_z) \exp(-j\beta z), \tag{2.5.11}$$

опуская для простоты индекс ν. С помощью этих выражений мы получаем векторные волновые уравнения для поперечных составляющих полей:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_t + \nabla (\mathbf{E}_t \cdot \nabla \ln \varepsilon) + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) \mathbf{E}_t = 0, \tag{2.5.12}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H}_t + (\nabla \ln \varepsilon) \times (\nabla \times \mathbf{H}_t) + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) \mathbf{H}_t = 0. \tag{2.5.13}$$

Мы видим, что величины ε, $\mathbf{E}_t$ и $\mathbf{H}_t$ не зависят от z. Следовательно, можно записать $\nabla_t \ln \varepsilon \equiv \nabla \ln \varepsilon$, $\nabla_t \mathbf{E}_t \equiv \nabla \mathbf{E}_t$, $\nabla_t \times \mathbf{H}_t \equiv \nabla \times \mathbf{H}_t$ и т.д., где ∇_t — поперечная часть оператора градиента. Заметим, что слагаемые, в которых присутствует оператор градиента, будут всегда связывать в векторных уравнениях x- и y-составляющие полей. Однако продольных составляющих полей в этих уравнениях нет.

В принципе нам необходимо решить только одно из двух векторных уравнений относительно $\mathbf{E}_t$ или $\mathbf{H}_t$. Соответствующие z-составляющие находят из соотношений (2.5.6) или (2.5.7):

$$j\beta E_z = \nabla \cdot \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_t \cdot \nabla \ln \varepsilon, \tag{2.5.14}$$

$$j\beta H_z = \nabla \cdot \mathbf{H}_t. \tag{2.5.15}$$

Если все компоненты вектора **E** определены, то поле **H** находят с помощью уравнений Максвелла, и, наоборот, определив сначала **H**, из уравнений Максвелла находят поле **E**.

2.5.3. Численные решения

Существует большое разнообразие методов, которые можно использовать для численного анализа полосковых волноводов, основанных на непосредственном решении уравнений Максвелла [2.5, 2.6]. Гоэлл [2.58] для анализа погруженных прямоугольных волноводов с отношением сторон (ширины к высоте) от 1 до 2 применил цилиндрические пространственные гармоники. Шлоссер и Унгер [2 59] описали численный метод, который пригоден для прямоугольных волноводов с большими значениями отношения сторон. О дополнительных численных результатах для прямоугольных волноводов сообщалось в работах [2.60, 2 61], а в работах [2.34, 2 39] представлен вариационный подход к анализу таких волноводов Подробный обзор численных методов читатель может найти в [2.81].

На рис.2.25 изображены дисперсионные кривые, полученные Гоэллом для погруженных волноводов с показателем преломления n_f и показате-

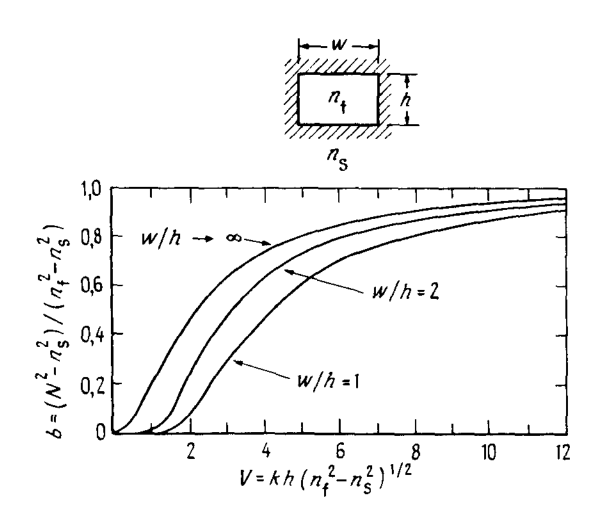


Рис.2.25. Дисперсионные кривые погруженного полоскового волновода высотой h и шириной w. Нормированный волноводный показатель преломления b представлен как функция нормированной частоты (или толщины волновода) V для значений w/h = 1, 2 и ∞ (Согласно работе [2.58].)

лем преломления окружающего материала n_s В случае малых различий показателей преломления (n_f − n_s) результаты можно представить в широко используемой нормированной форме, как показано на рисунке

Здесь мы применим те же нормировки, что и использованные в разд 2 1 для планарных волноводов При этом величина

$$b = \left[N^2 - n_s^2\right] / \left[n_f^2 - n_s^2\right] \quad (2\ 5\ 16)$$

представляет собой нормированный волноводный показатель преломления, связанный с эффективным показателем преломления N, а

$$V = kh \left[n_f^2 - n_s^2\right]^{1/2} \quad (2\ 5\ 17)$$

является нормированной толщиной (или высотой) волновода На кривых указаны отношения между шириной волновода w и его высотой h Кривая, для которой $w/h \to \infty$, относится к планарному волноводу и приведена для сравнения Заметим, что при фиксированном значении V уменьшение ширины волновода соответствует уменьшению β, т е возрастанию фазовой скорости ω/β волновода В этом нет ничего неожиданного, поскольку при меньших значениях ширины бо́льшая часть поля моды распространяется в «быстрой» (с меньшим показателем преломления материала) области, окружающей волновод

2.5.4. Разделение переменных

С целью упростить анализ во многих случаях пытаются разделить поперечные переменные x и y Для точных векторных уравнений (2 5 12) и (2 5 13) эти попытки оказываются сложной или вообще неразрешимой задачей В случае полосковых волноводов хорошей аппроксимацией векторного волнового уравнения может быть следующее скалярное волновое уравнение

$$\nabla^2 E_t + \left[n^2k^2 - \beta^2 \right] E_t = 0 \quad (2\ 5\ 18)$$

При этом поле E_t можно записать в виде

$$E_t\ (x,\ y) = X\ (x)\ Y\ (y), \quad (2\ 5\ 19)$$

если квадраты показателей преломления, т е диэлектрические проницаемости, можно записать как следующую сумму

$$n^2\ (x,\ y) = n_0^2 + n_x^2\ (x) + n_y^2\ (y) \quad (2.5.20)$$

Здесь необходимо, чтобы X и n_x были функциями только x, а Y и n_y—функциями только y

При этих условиях двумерные волновые уравнения можно разделить на две одномерные части

$$\frac{d^2X}{dx^2} + \left[k^2n_x^2 - \beta_x^2 \right] X = 0, \qquad (2.5.21)$$

$$\frac{d^2Y}{dy^2} + \left[k^2n_y^2 - \beta_y^2 \right] Y = 0 \qquad (2\ 5\ 22)$$

Вид полученных уравнений позволяет нам использовать известные решения для планарного волновода, такие, как приведенные в разд **2 4** Если решения X, β_x, Y и β_y найдены, то постоянная распространения β полоскового волновода запишется в виде

$$\beta^2 = k^2n_0^2 + \beta_x^2 + \beta_y^2 \qquad (2.5.23)$$

Полосковый волновод с параболическим профилем показателя преломления

Хорошим примером использования разделения переменных служит волновод, у которого показатель преломления изменяется по параболическому закону Профиль такого показателя преломления можно представить в виде

$$n^2(x,\ y) = n_f^2 \left[1 - \frac{x^2}{x_0^2} - \frac{y^2}{y_0^2} \right], \qquad (2\ 5\ 24)$$

где x_0 и y_0—соответственно высота и ширина волновода Свойства мод такого волновода следуют непосредственно из свойств плоского, рассмотренного в разд **2 4** 1 волновода с параболическим профилем показателя преломления Основная мода описывается функцией Гаусса

$$E_t\ (x,\ y) \quad E_0 \exp \left[\quad \frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2} \right] \qquad (2\ 5\ 25)$$

Ее **параметры** w_x и w_y, называемые радиусами пучка, определяются выражениями

$$w_x^2 = \left[\lambda x_0/\pi n_f \right], \qquad w_y^2 = \left[\lambda y_0/\pi n_f \right] \tag{2 5 26}$$

Так же, как и в выражении (2 4 4), эти параметры фигурируют в функциях Эрмита—Гаусса, которые описывают моды более высокого порядка Постоянные распространения мод волновода можно вычислить с помощью выражения

$$\beta^2 = k^2 n_f^2 - (2\nu + 1)\ n_f k/x_0 - (2\mu + 1)\ n_f k/y_0, \tag{2 5 27}$$

где ν и μ—индексы моды в направлениях x и y соответственно

2.5.5. Метод затенения поля

Даже в случае скалярного приближения очень немногие из встречающихся на практике профилей показателя преломления можно представить в аддитивной форме (2 5 20) Для рассмотрения более широкого класса полосковых волноводов Маркатили [2 62] предложил еще одно приближение, которое во многих случаях позволяет разделять переменные Его метод иллюстрирует рис 2 26, на котором показано

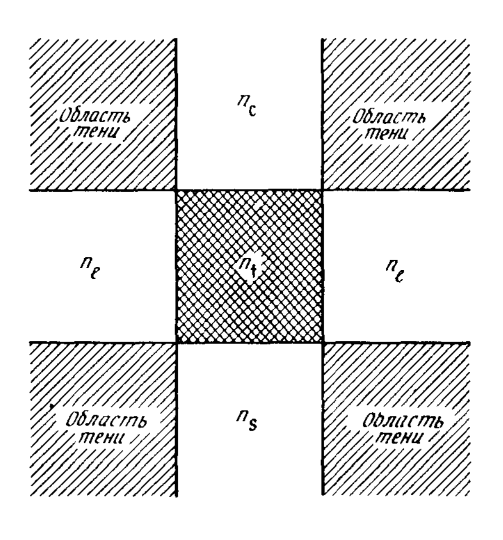


Рис. 2.26. К иллюстрации метода затенения поля Показано поперечное сечение погруженного полоскового волновода Метод не рассматривает поля в затененных областях

поперечное сечение полоскового волновода в общем случае Метод ос-

нован на том, что поля и значения показателей преломления в заштрихованных на рисунке областях тени не принимаются во внимание Этот способ позволяет во многих случаях представить профиль показателя преломления в виде, допускающем разделение переменных Метод хорошо работает до тех пор, пока поля в основном ограничены областью волновода с высоким показателем преломления n_f Вблизи режима отсечки метод применять нельзя, поскольку в этом случае поля проникают в области затенения

Проиллюстрируем метод на примере погруженного прямоугольного полоскового волновода Результаты численного анализа такого волновода приводятся в разд 2 5 3 На рис 2 27 показаны поперечные сече-

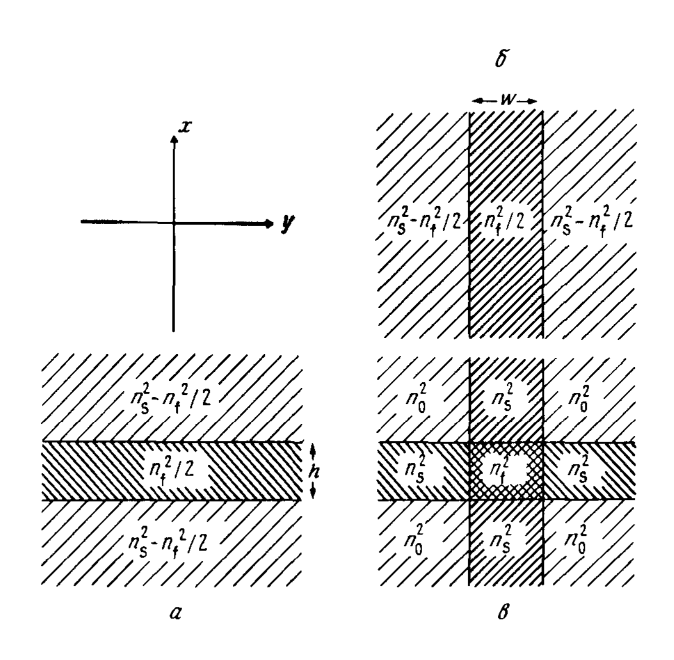


Рис. 2.27. Метод затенения поля Составной полосковый волновод в плоскости x, y получается суммированием диэлектрических проницаемостей (n^2) слоев двух плоских волноводов, расположенных перпендикулярно друг другу Указаны различные величины n^2 *а* — плоский волновод толщиной h, расположенный перпендикулярно оси x, *б* — плоский волновод толщиной w, расположенный перпендикулярно оси y, *в* — составной полосковый волновод

ния двух планарных волноводов, одного — с граннчными плоскостями, перпендикулярными оси x, и другого — с границами, перпендикуляриыми осн y Велнчнна n^2 для пленок н подложек нмеет значения $n_f^2/2$ и $n_s^2 - n_f^2/2$, как показано на рнсунке Рассматрнваемый полосковый волновод получается наложением днэлектрических проницаемостей (значения которых равны n^2), относящихся к каждому из двух планарных волноводов. В результате надлежащего выбора показателей преломления в планарных волноводах суперпозиция в соответствин с (2 5 20) будет представлять полосковый волновод с показателем преломления n_f и подложку, показатель преломления которой n_s Показатель преломления n_0 областей тени дается выражением

$$n_0^2 = 2n_s^2 - n_f^2 \tag{2 5 28}$$

Следуя методу затенения поля, мы не рассматриваем областн, за штрихованные на рис 2 26 Поэтому профиль полученного полоскового волновода является хорошей моделью погруженного волновода и позволяет разделить переменные Таким образом, поле моды полоскового волновода $E(x, y)$ запнсывается в виде произведения

$$E(x, y) = X(x)\ Y(y)$$

поля $X(x)$ планарного волновода, направленного по оси x, н поля $Y(y)$ волновода, направленного по оси y Постоянные распространения β_x, β_y и эффектнвные показатели преломления N_x, N_y планарных волноводов определяют соответствующне значения β и N полоскового волновода следующим образом:

$$\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2, \tag{2 5 29}$$

$$N^2 = N_x^2 + N_y^2 \tag{2.5 30}$$

Чтобы получить колнчественные результаты, обратимся к результатам рассмотрения плоского волновода, представленным в разд 2 1 2, н, в частности, к нормнрованным дисперсионным кривым на рис 2 8 Наша цель состонт в том, чтобы представить результаты для полоскового волновода в аналогичном нормированном виде, удобном для шнрокого использования Нормированные толщины V_x и V_y плоских волноводов зависят от ширнны w и высоты h полоскового волновода:

$$V_x = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2} = V, \tag{2.5.31}$$

$$V_y = kw\sqrt{n_f^2 - n_s^2} = \frac{w}{h}V, \qquad (2.5.32)$$

где V—нормированная высота полоскового волновода. С помощью рис. 2.8 мы можем определить нормированные показатели преломления $b_x(V_x)$ и $b_y(V_y)$ плоских волноводов Напомним теперь определение нормированных показателей преломления

$$b_x = \frac{N_x^2 - n_s^2 + n_f^2/2}{n_f^2 - n_s^2}, \qquad (2.5.33)$$

$$b_y = \frac{N_y^2 - n_s^2 + n_f^2/2}{n_f^2 - n_s^2}, \qquad (2.5.34)$$

$$b = \frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} = \frac{N_x^2 + N_y^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2}, \qquad (2.5.35)$$

чтобы получить удивительно простое соотношение для нормированного показателя преломления b полоскового волновода:

$$b = b_x + b_y - 1 \qquad (2.5.36)$$

Оно означает, что приведенные на рис 2.8 нормированные дисперсионные кривые для плоских волноводов нетрудно использовать для определения нормированного показателя преломления погруженного полоскового волновода

В частном случае для волновода квадратного сечения, у которого $b_x = b_y$, получаем

$$b = 2b_x - 1 \qquad (2.5\ 37)$$

С помощью этого соотношения мы можем переобозначить вертикальную ось дисперсионной диаграммы плоского волновода и получить дисперсионную диаграмму полоскового волновода квадратного сечения

Уточнения метода

Метод затенения поля основан на двух приближениях 1) на приближенном представлении векторного волнового уравнения скалярным волновым уравнением и 2) на том, что не учитывается показатель преломления в областях тени.

Акиба и Хаус [2.39] получили уточненные результаты, применив векторный вариационный принцип, в котором найденные выше решения использовались как пробные функции для погруженного полоскового волновода Кумар и др [2.63] предложили использовать теорию возму-

щений для того, чтобы скорректировать ошибку, возникающую из-за различий в областях тени диэлектрических проницаемостей погруженного волновода и волновода, образованного суперпозицией двух плоских волноводов. Это различие Δn^2 равно

$$\Delta n^2 = n_s^2 - n_0^2 = n_f^2 - n_s^2. \tag{2.5.38}$$

Применяя вариационную теорему (2.2.75), получаем поправку $\Delta\beta$ к постоянной распространения:

$$\Delta\beta = \omega \int_{\text{Области тени}} dx\, dy\, \varepsilon_0\, \Delta n^2 |E|^2/P.$$

2.5.6. Векторная теорема возмущений

Решения, полученные в скалярном приближении, можно уточнить, применив векторную теорему возмущений. Она весьма полезна в случаях, когда небольшое различие между значениями двух параметров волновода может играть важную роль. Примером является расчет величины двулучепреломления полоскового волновода.

Для того чтобы вывести названную теорему, мы предположим, что скалярные волновые решения $\mathbf{E}_0(x, y)$ и β_0 известны. Они удовлетворяют скалярному волновому уравнению (2.5.18):

$$\nabla^2 \mathbf{E}_0 + \left[n^2 k^2 - \beta_0^2 \right] \mathbf{E}_0 = 0 \tag{2.5.39}$$

Точные решения $\mathbf{E}(x, y)$ и β должны подчиняться векторному волновому уравнению (2.5.12):

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla\, (\mathbf{E} \cdot \nabla\, \ln \varepsilon) + \left[n^2 k^2 - \beta^2 \right] \mathbf{E} = 0. \tag{2.5.40}$$

Если $\mathbf{E}_0$ оказалось хорошим приближением, то мы можем записать

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 \tag{2.5.41}$$

и рассматривать $\mathbf{E}_1$, $\nabla \ln \varepsilon$ и $\Delta\beta^2$ как малые возмущения, причем

$$\Delta\beta^2 = \beta^2 - \beta_0^2\,. \tag{2.5.42}$$

Вычитая (2.5.39) из (2.5.40) и пренебрегая возмущениями второго порядка малости, можно записать следующее волновое уравнение:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 + \nabla \left[\mathbf{E}_0 \cdot \nabla \ln \varepsilon \right] + \Delta\beta^2 \mathbf{E}_0 + \left[n^2 k^2 - \beta^2 \right] \mathbf{E}_1 = 0\,. \tag{2.5.43}$$

Умножим это уравнение скалярно на $\mathbf{E}_0$, а уравнение (2.5.39) — также скалярно на $\mathbf{E}_1$ и вычтем полученные уравнения одно из другого. Проводя интегрирование по поперечному сечению волновода и применяя теорему Грина, имеем следующее выражение.

$$\Delta\beta^2 = \int dx\, dy\, \mathbf{E}_0 \cdot \nabla \left[\mathbf{E}_0 \cdot \nabla \ln \varepsilon\right] \Big/ \int dx\, dy\, E_0^2. \qquad (2.5\ 44)$$

Это и есть векторная теорема возмущений. Она позволяет найти поправку для постоянной распространения, полученной с помощью скалярного волнового уравнения.

Двулучепреломление полоскового волновода

Проиллюстрируем применение доказанной выше теоремы на примере вычисления величины двулучепреломления полоскового волновода. Под волноводным двулучепреломлением понимается различие фазовых скоростей или постоянных распространения двух мод разных поляризаций. Приближение в виде скалярной волны не отражает поляризационные состояния поля и поэтому не может предсказать двулучепреломление, связанное с геометрическими свойствами волновода. Скалярное волновое уравнение позволяет найти поле моды $\psi(x, y)$ и определить постоянную распространения β. Мы воспользуемся им для того, чтобы записать следующие приближенные выражения для векторных составляющих мод, подобных TE и TM:

$$\begin{aligned} &\text{TE:}\ E_x = 0, \qquad E_y = \psi, \\ &\text{TM:}\ E_x = \psi, \qquad E_y = 0 \end{aligned} \qquad (2.5.45)$$

Соответствующие постоянные распространения даются выражениями

$$\begin{aligned} \beta^2_{TE} &= \beta^2_0 + \Delta\beta^2_{TE}, \\ \beta^2_{TM} &= \beta^2_0 + \Delta\beta^2_{TM}, \end{aligned} \qquad (2.5.46)$$

где приближенные значения поправок $\Delta\beta_{TE}$ и $\Delta\beta_{TM}$ вычисляются с помощью векторной теоремы возмущений Величину двулучепреломления волновода можно записать в виде

$$\beta^2_{TE} - \beta^2_{TM} = \Delta\beta^2_{TE} - \Delta\beta^2_{TM} \qquad (2\ 5\ 47)$$

Подстановка составляющих поля (2.5 45) и интегрирование по частям

позволяют записать теорему (2 5 44) в упрощенном виде

$$\Delta\beta^2_{TE} = \frac{1}{2}\int dx\, dy\, \psi^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \ln \varepsilon \Big/ \int dx\, dy\, \psi^2,$$

(2.5.48)

$$\Delta\beta^2_{TM} = \frac{1}{2}\int dx\, dy\, \psi^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln \varepsilon \Big/ \int dx\, dy\, \psi^2$$

Отсюда получаем следующее выражение для величины двулучепреломления полоскового волновода

$$\beta^2_{TE} - \beta^2_{TM} = \frac{1}{2}\int dx\, dy\, \psi^2 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right] \ln \varepsilon \Big/ \int dx\, dy\, \psi^2$$

(2 5 49)

Как иллюстрацию применения этой теоремы рассмотрим полосковый волновод с параболическим профилем показателя преломления (см разд 2 5 4) Профиль диэлектрической проницаемости такого волновода имеет вид (2 5 24)

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n_f^2 \left[1 - \frac{x^2}{x_0^2} - \frac{y^2}{y_0^2}\right]$$

С помощью этого выражения найдем приближенные значения производных $\ln \varepsilon$, а именно

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln \varepsilon = -\frac{2}{x_0^2}, \qquad \frac{\partial^2}{\partial y^2} \ln \varepsilon = -\frac{2}{y_0^2} \qquad (2.5.50)$$

Подставляя эти производные в (2 5 48), получаем сразу ответ:

$$\Delta\beta^2_{TE} = -\frac{1}{y_0^2}, \qquad \Delta\beta^2_{TM} = -\frac{1}{x_0^2}, \qquad (2\ 5\ 51)$$

что находится в согласии с результатами, полученными другими методами [2 4, 2 40, 2 75] Таким образом, мы имеем приближенную оценку величины двулучепреломления полоскового волновода с параболическим профилем показателя преломления

$$\beta^2_{TE} - \beta^2_{TM} = \frac{1}{x_0^2} - \frac{1}{y_0^2} = \left[\frac{\lambda}{\pi n_f}\right]^2 \left[\frac{1}{w_x^4} - \frac{1}{w_y^4}\right] \qquad (2.5.52)$$

2.5.7. Метод эффективного показателя преломления

Этот метод благодаря его наглядности начали применять в интегральной оптнке с момента ее возникновения Он помог разобраться в таких структурах, как волноводные прнзмы, лннзы н дифракцнонные решетки Предложенный Ноксом и Тоулиосом [2 64] для приближенного анализа полосковых волноводов, этот метод позволил получнть результаты, которые хорошо согласуются с более точными компьютерными расчетами, а также с экспериментальными данными для большого числа практическн важных волноводных структур, включающнх составные волноводы [2 65], погруженные волноводы [2 66] и диффузнонные полосковые волноводы [2 66]

Для объяснения сущностн метода начнем с того, что посмотрнм на планарный пленочный волновод, расположенный в плоскости yz, сверху, в направлении оси x Если планарный волновод однороден, то мы увндим однородное распределение эффективного показателя преломления N, не завнсящее от координат y и z Если же имеются небольшне изменения толщины или показателей преломления волновода, то будет наблюдаться неоднородная картина распределения $N(y, z)$ В случае когда эта картина принимает очертания знакомого объемного оптического элемента, для его описания привлекаются аналогии с объемной оптикой Если речь идет о полосковом волноводе, то мы увидим картину, напоминающую планарный пленочный волновод, у которого пленка расположена в плоскости xz Это обстоятельство используют для того, чтобы определить поля мод и постоянные распространения полоскового волновода

Ниже мы обсудим применение метода эффективного показателя преломления к анализу полосковых волноводов с резкими изменениями показателя преломления Подробное исследование диффузионных полосковых волноводов читатель может найти в работе Хоккера и Барнса [2 66] Наше рассмотрение, которое будет проведено на частном примере гребневой волноводной структуры (и дает численные результаты для частного случая λ = 0,8 мкм n_f = 2,234, n_s = 2,214, n_c = 1, h = 1,8 мкм, l = 1 мкм, w = 2 мкм, гребневый волновод изготовлен из Ti $LiNbO_3$) имеет целью обеспечить его применимость и для более широкого ряда случаев Чтобы результаты анализа представить в более наглядном виде, используем нормированные волноводные параметры N, V и b, введенные в разд 2 1 Как показано на рис 2 28, мы используем индексы f и l для обозначения параметров, относящихся соответственно к гребневым и боковым волноводам На рисунке изображено попереч-

ное сечение (x, y) гребневого волновода, а также показан вид сверху (z, y) на полосковый волновод. С этого направления мы видим слой шириной w с эффективным показателем преломления N_f и боковые области с эффективными показателями преломления N_l. Толщина h плоского волновода в области гребня больше, чем толщина l боковых волноводов. Поэтому в области гребня эффективный показатель преломления N_f больше, чем эффективный показатель преломления N_l боковых волноводов, так что распространение света в основном ограничено областью гребня.

Метод эффективного показателя преломления предполагает четыре последовательных шага:

1) Определение нормированных толщин V_f и V_l гребня и боковых волноводов:

$$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \tag{2 5.53}$$

$$V_l = kl\sqrt{n_f^2 - n_s^2} \tag{2 5.54}$$

(в нашем числовом примере $V_f = 4{,}2$, $V_l = 2{,}3$).

2) С помощью соответствующего решения для планарного волновода определяют нормированные волноводные показатели преломления b_f и b_l двух волноводов (рис.2.8 дает значения $b_f = 0{,}65$, $b_l = 0{,}2$ для ТЕ-мод и параметра асимметрии $a = \infty$). Затем с помощью (2.1.17) находят соответствующие эффективные показатели преломления N_f и N_l:

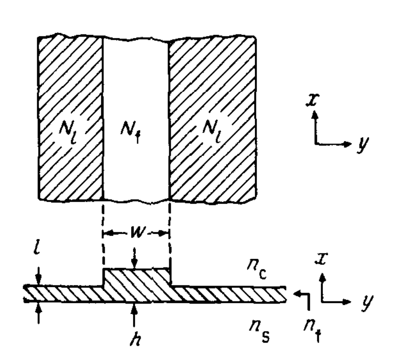


Рис.2.28. Иллюстрация метода эффективного показателя преломления (показаны вид сверху и поперечное сечение гребневого волновода).

$$N^2_{f,l} = n^2_s + b_{f,l} \left[n^2_f - n^2_s \right] \qquad (2.5.55)$$

(в нашем примере $N_f = 2{,}227$, $N_l = 2{,}218$).

3) В соответствии с методом мы рассматриваем плоский волновод, который мы видим сверху (рис.2 28), как эквивалент реального полоскового волновода. Поэтому необходимо определить нормированную ширину $V_{экв}$ эквивалентного плоского волновода

$$V_{экв} = kw\sqrt{N^2_f - N^2_l} = kw\sqrt{(n^2_f - n^2_s)(b_f - b_l)} \,. \qquad (2.5.56)$$

Затем с помощью известных для плоского волновода решений, таких, как на рис.2.8, находят нормированный волноводный показатель преломления $b_{экв}$ эквивалентного волновода (для нашего примера $V_{экв} = 3{,}14$, $b_{экв} = 0{,}64$).

4) Определяют эффективный показатель преломления $N_{экв}$ эквивалентного волновода и постулируют его равенство эффективному показателю преломления N полоскового волновода:

$$N \equiv N_{экв} = N^2_l + b_{экв} \left[N^2_f - N^2_l \right] . \qquad (2.5.57)$$

На этом процедура вычисления эффективного показателя преломления N и постоянной распространения $\beta = kN$ полоскового волновода заканчивается (в рассматриваемом примере $N = 2{,}224$).

Для того чтобы представить результат в виде, удобном для сравиения, выразнм его через нормнрованный волноводный показатель преломлеиия (2.5.16), который дается выражением

$$b = \frac{N^2 - n^2_s}{n^2_f - n^2_s} = \frac{N^2_l - n^2_s + b_{экв}\left[N^2_f - N^2_l \right]}{n^2_f - n^2_s} \qquad (2.5.58)$$

В табл.2.4 представлены простые формулы, полученные методом эффективного показателя преломления, для основных параметров шестн волноводных структур, показанных на рис.2.24. Величина h — это в любом случае высота полоски, а l — высота бокового волновода. Сделанные ниже замечания касаются особенностей исследования каждой из шести структур (табл.2.4).

а) Общий случай. Чтобы упростить выражения и вычислить параметры b с помощью нормированных кривых на рис.2.8, для большинства структур используется параметр асимметрии a, определяемый выражением (2 1.19), а именно

Таблица 2 4 Основные параметры полосковых волноводов

Полосковый волновод	Высота волновода V_f, V_l	Эффективный показатель преломления N_f, N_l
а) общий случай	$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$ $V_l = kh\sqrt{n_l^2 - n_f^2}$	$N_f^2 = n_s^2 + b_f(n_f^2 - n_s^2)$ $N_l^2 = n_s^2 + b_l(n_l^2 - n_s^2)$
б) погруженный	$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$	$N_f^2 = n_s^2 + b_f(n_f^2 - n_s^2)$ $N_l = n_s$
в) приподнятый	$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$	$N_f^2 = n_s^2 + b_f(n_f^2 - n_s^2)$ $N_l = n_c$
г) гребневый	$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$ $V_l = kl\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$	$N_f^2 = n_s^2 + b_f(n_f^2 - n_s^2)$ $N_l^2 = n_s^2 + b_l(n_f^2 - n_s^2)$
д) внедренный	$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$	$N_f^2 = n_s^2 + b_f(n_f^2 - n_s^2)$ $N_l = n_s$
е) составной	$V_f = kh\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$ $V_l = kl\sqrt{n_f^2 - n_s^2}$	$N_f^2 = n_{s1}^2 + b_f(n_f^2 - n_{s1}^2)$ $N_l^2 = n_{s2}^2 + b_l(n_{s1}^2 - n_{s2}^2)$

$N_f^2 - N_l^2$	Норм волноводный показатель преломления b
$b_f\,(n_f^2 - n_s^2) - b_l\,(n_l^2 - n_s^2)$	$b_f b_{экв} + b_l\,(1 - b_{экв})\,a_{пол}$
$b_f\,(n_f^2 - n_s^2)$	$b_f b_{экв}$
$(n_s^2 - n_c^2) + b_f\,(n_f^2 - n_s^2)$	$b_f b_{экв} - (1 - b_{экв})\,a$
$(b_f - b_l)\,(n_f^2 - n_s^2)$	$b_f b_{экв} + b_l\,(1 - b_{экв})$
$b_f\,(n_f^2 - n_s^2)$	$b_f b_{экв}$
$(1 - b_l)\,(n_{s1}^2 - n_{s2}^2) + b_f\,(n_f^2 - n_{s1}^2)$	$b_{экв}\,(1 + b_f \cdot a_{сост}) + b_l\,(1 - b_{экв})$

$$a = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \tag{2 5 59}$$

Аналогичное упрощенне можно получить, если ввести параметр асимметрии $a_{пол}$ полоскового волновода

$$a_{пол} = \frac{n_l^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} \tag{2 5 60}$$

Погруженные гетероструктурные волноводы Погруженные гетероструктуры часто применяют в лазерах на полупроводниковых переходах (гл 5) Хорошим приближением для такого волновода является волновод, у которого высота l боковой части равна бесконечности ($l \to \infty$) При этом формулы для параметров полоскового волновода общего случая упрощаются и принимают вид

$$N_l = n_l, \qquad b_l = 1, \tag{2 5 61}$$

$$b = b_f b_{экв} + \left[1 - b_{экв}\right] a_{пол} \tag{2 5 62}$$

б) Погруженный полосковый волновод Так как волноводная структура в боковых областях отсутствует, эффективный показатель преломления N_l боковых волноводов полагают равным показателю преломления материала, окружающего полосковый волновод ($N_l = n_s$)

в) Приподнятый полосковый волновод В боковых областях применена идея метода затенения поля, а именно пренебрегают показателем преломлення подложки, а эффективный показатель преломления N_l полагают равным показателю преломления покровного материала ($N_l = n_c$)

г) Гребневый волновод См выше текст данного раздела

д) Внедренный полосковый волновод В боковых областях использована идея метода затенения поля показатель преломления покровного слоя не принимается во внимание, и величину N_l полагают равной показателю преломления материала подложки ($N_l = n_c$) В этом приближении результаты близки к тем, что получены для погруженного волновода Единственное исключение состоит в учете параметра асимметрии a при определении величины нормированного волноводного показателя преломления b_f Это необходимо для того, чтобы учесть влияние на волновод показателя преломления покровного слоя n_c

е) Составной волновод В расчетах предполагается, что $n_f > n_{s1} > n_{s2}$ Нормированный волноводный показатель преломлення полоскового волновода записывают через показатели преломлеиия боковых плоских волноводов следующим образом

$$b = \frac{N^2 - n_{s2}^2}{n_{s1}^2 - n_{s2}^2}, \qquad (2\ 5\ 63)$$

а простота формул достигается введением параметра асимметрни составного волновода

$$a_{\text{сост}} = \frac{n_f^2 - n_{s1}^2}{n_{s1}^2 - n_{s2}^2} \qquad (2\ 5\ 64)$$

Еще одно предположеиие состоит в том, что вторая подложка (n_{s2}) оказывает пренебрежнмо малое влияние на свойства плоского волновода в области полоски Однако это предположение не обязательно при иеобходимостн получнть большую точность можно нспользовать решенне для четырехслойного плоского волновода

Сравнение результатов вычислений для погруженного волновода

В случае погруженного волновода результаты числеиных расчетов, полученные Гоэллом и представленные на рнс 2 25, позволяют провести прямую оценку точности метода эффектнвного показателя преломления Хоккер н Барнс [2 66] выполнили такое сравнение[1] На рнс 2 29 представлены полученные этими авторами результаты в более удобном для нас виде На рисунке изображены нормированные дисперсионные кривые $b(V = V_f)$ для отиошенний сторон $w/h = 1$ и $w/h = 2$ в случае волновода с малыми различиямн в показателях преломления Сплошными кривыми представлены зиачеиия велнчины

$$b = b_f \cdot b_{\text{экв}} \qquad (2\ 5\ 65)$$

рассчитаниые методом эффективного показателя преломлення Штрих-пунктирные кривые соответствуют результатам Гоэлла Для сравнения на рисунке штриховыми кривыми представлена величниа [см формулу (2 5 36)]

---

[1] Мы признательны этим авторам, указавшим нам иа ошибку в их рисунках, которая здесь исправлена

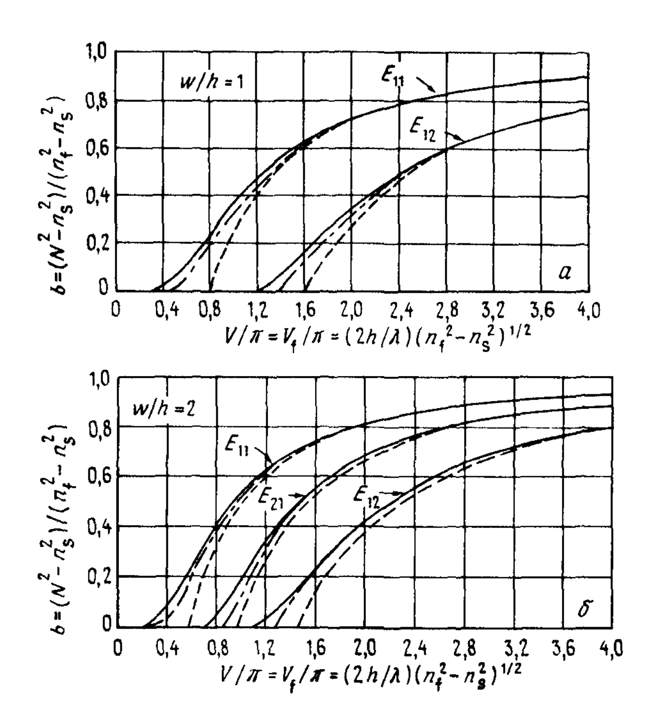


Рис. 2.29. Нормированные дисперсионные кривые погруженного полоскового волновода, дающие сравнение численного метода (штрихпунктирные кривые), метода эффективного показателя преломления (сплошные кривые) и метода затенения поля (штриховые кривые) Сравнения проведены для $w/h = 1$ и 2 (Согласно работе [2 66])

$$b = b_x + b_y - 1, \qquad (2\ 5\ 66)$$

вычисленная методом затенения поля Маркатили Данные представлены для основной моды E_{11} и для мод следующих высших порядков E_{12} и E_{21} Видно, что метод эффективного показателя преломления имеет достаточно хорошую точность вблизи частоты отсечки При бóльших значениях отношения сторон волновода можно ожидать еще лучших результатов, поскольку эффекты на краях полоски играют в этом случае меньшую роль

2.6. ФОРМАЛИЗМ СВЯЗАННЫХ МОД И ВОЛНОВОДЫ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ТИПА

Многие явления, которые встречаются в физике или технике, можно рассматривать как процессы связанных мод Примерами этого являются дифракция рентгеновских лучей в кристаллах [2 67], направленные ответвители в СВЧ-технике [2 68, 2 69], обмен энергией между электронными пучками и замедляющими структурами в лампах бегущей волны [2 70, 2 71] и рассеяние света с помощью акустических волн и голографических решеток [2 72] В интегральной оптике формализм связанных мод также оказался очень сильным инструментом, который помог понять и исследовать большое число важных явлений и устройств Диапазон его приложений весьма широк от рассмотрения потерь на рассеяние на нерегулярностях волновода, изучения поведения решеточных элементов связи и гофрированных волноводных фильтров до исследования лазеров с распределенной обратной связью, электрооптических и магнитооптических преобразователей мод TE → TM и нелинейных оптических взаимодействий Снайдер [2 73] и Маркузе [2 2] развили формализм связанных мод применительно к большому классу диэлектрических волноводов, включая полосковые волноводы и оптические волокна, и использовали его для анализа деформаций оптических волокон Ярив [2 74] дал краткий обзор явлений связанных волн, которые встречаются в интегральной оптике, и рассмотрел методом возмущения распространение TE-мод в планарных волноводах В следующих подразделах мы изложим формализм связанных мод и представим соответствующие выражения в достаточно общем виде, что позволит применять его к различным интересующим нас явлениям связанных волн и ко всем реальным волноводным структурам, включая полосковые волноводы и волокна Вначале рассмотрим возбуждение мод в волноводе от произвольных источников, а затем воспользуемся полученным математическим аппаратом для описания деформаций волновода, таких, как нерегулярности поверхности Вслед за этим будут приведены стандартные решения задачи о связанных волнах, причем для взаимодействий волн как с одинаковыми направлениями, так и с противоположными В конце данного раздела мы обратимся к периодическим волноводам и представим результаты для конкретного случая планарного волновода с периодическим поверхностным гофрированием.

2.6.1. Возбуждение волноводных мод

Рассмотрим распределение источников, которые возбуждают различные волноводные моды, и представим их с помощью комплексной амплитуды $\mathbf{P}(x, y, z)$ соответствующего наведенного вектора поляризации При наличии таких источников комплексные уравнения Максвелла запишутся в виде

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}, \tag{2.6.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E} + j\omega\mathbf{P}. \tag{2.6.2}$$

Выполним теперь точно такие же операции, как и при выводе соотношения ортогональности в разд. 2.2.5. Рассмотрим две различные наведенные поляризации $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$ и возбуждаемые ими поля. Таким образом, получим уравнение

$$\nabla\cdot\left[\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1\right] = -j\omega\mathbf{P}_1\cdot\mathbf{E}_2^* + j\omega\mathbf{P}_2^*\cdot\mathbf{E}_1, \tag{2.6.3}$$

которое по существу является соотношением взаимности Лоренца. Теперь положим $\mathbf{P}_2 = 0$ и сопоставим поле 2 моде волновода. Как и в разд. 2.2.5, проинтегрируем данное соотношение по поперечному сечению волновода, воспользуемся теоремой Остроградского—Гаусса и найдем

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \frac{\partial}{\partial z}\left[\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1\right]_z = -j\omega\iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \mathbf{P}_1\cdot\mathbf{E}_2^* . \tag{2.6.4}$$

Затем, воспользовавшись соотношениями (2.2 58) и (2.2.59), разложим поперечные составляющие поля 1 по коэффициентам при модах волновода:

$$\mathbf{E}_{1t} = \sum \left[a_\nu + b_\nu\right]\mathbf{E}_{t\nu}, \qquad \mathbf{H}_{1t} = \sum \left[a_\nu - b_\nu\right]\mathbf{H}_{t\nu}; \tag{2.6.5}$$

здесь знак $\sum$ используется в соответствии с разд. 2 2.6. Следует заметить, что в данном контексте коэффициенты $a_\nu(z)$ и $b_\nu(z)$ необходимо рассматривать как функции координаты z. Если мы выберем для поля 2 моду, распространяющуюся вперед, то

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_\mu \exp(-j\beta_\mu z), \qquad \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_\mu \exp(-j\beta_\mu z). \tag{2.6 6}$$

Подставляя эти поля и разложения по модам в уравнение (2.6.4) и применяя соотношение ортогональности (2.2.51), находим, что коэффициенты b_ν обращаются в нуль и остается следующее выражение:

$$a'_\mu + j\beta_\mu a_\mu = -j\omega \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mathbf{P}\cdot\mathbf{E}^*_\mu , \qquad (2.6.7)$$

где штрихом обозначено дифференцирование по z. Аналогично получим

$$b'_\mu - j\beta_\mu b_\mu = j\omega \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mathbf{P}\cdot\mathbf{E}^*_{-\mu} , \qquad (2.6.8)$$

если отождествим поле 2 с модой, распространяющейся назад:

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{-\mu} \exp (j\beta_\mu z), \qquad \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_{-\mu} \exp (j\beta_\mu z). \qquad (2.6.9)$$

Записанные выше формулы справедливы лишь для распространяющихся мод (вещественные β). Для затухающих мод мы должны воспользоваться соотношением ортогональности (2.2.63). Обычно амплитуды $A_\mu(z)$ и $B_\mu(z)$ мод, распространяющихся вперед и назад, определяют следующим образом:

$$a_\mu = A_\mu \exp (-j\beta_\mu z), \qquad b_\mu = B_\mu \exp (j\beta_\mu z). \qquad (2.6.10)$$

При этом изменение этих амплитуд, обусловленное наличием источников, можно записать в виде

$$A'_\mu = -j\omega \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mathbf{P}\cdot\mathbf{E}^*_\mu \exp (j\beta_\mu z), \qquad (2.6.11)$$

$$B'_\mu = j\omega \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\ dy\ \mathbf{P}\cdot\mathbf{E}^*_{-\mu} \exp (-j\beta_\mu z). \qquad (2.6.12)$$

Как и ожидалось, амплитуда не изменяется, если нет источников Необходимо подчеркнуть, что полученные соотношения являются строгими, поскольку не было сделано предположения о малости возмущений, вызываемых источниками

Это формальное математическое описание справедливо для произвольной поляризации $\mathbf{P}(x, y, z)$, которая может быть получена с помощью различных физических эффектов Типичным примером может служить скалярная деформация волновода, которая описывается разностью $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ между действительной диэлектрической проницаемостью и номинальным распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y)$ и вследствие которой возникает наведенная поляризация

$$\mathbf{P} = \Delta\varepsilon\mathbf{E}, \qquad (2\ 6\ 13)$$

пропорциональная полю **E** в волноводе Более подробно мы изучим этот случай в следующем разделе Чтобы описать потери в материале волновода, можно воспользоваться мнимым значением величины $\Delta\varepsilon$ Анизотропия материала волновода может быть представлена с помощью тензора возмущения, который приводит к появлению наведенной поляризации с составляющими

$$\mathbf{P}_i = \Delta\varepsilon_{ij}\mathbf{E}_j, \qquad (2\ 6\ 14)$$

где мы воспользовались стандартными тензорными обозначениями, которые предполагают суммирование по повторяющимся индексам Недиагональные элементы тензора $\Delta\varepsilon_{ij}$ могут вызывать преобразование мод типа TE → TM, описанное Яривом [2 74], а также Сосновским и Бойдом [2 76] с помощью формализма связанных мод В случае электрооптических (и других нелинейных оптических) эффектов тензор $\Delta\varepsilon_{ij}$ принимает вид

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0\mathbf{X}_{ijk}\cdot\mathbf{E}_k, \qquad (2\ 6\ 15)$$

где $\mathbf{X}_{ijk}$—нелинейная восприимчивость второго порядка, а $\mathbf{E}_k$—компонента приложенного электрического поля [2 77]

2.6.2. Деформации волновода

В этом подразделе мы обсудим более подробно применение формализма связанных мод к скалярным деформациям волновода Их можно представить с помощью разности $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ и наведенной поляризации, которая описывается выражением (2 6 13) Снова подчеркнем, что, поскольку формализм связанных мод является строгим методом, мы не будем здесь пользоваться какими-либо приближениями Следует обратить внимание на тот специальный прием, с помощью которого описываются z-компоненты поля Это необходимо, поскольку только тангенциальные его компоненты являются ортогональными и разложение по модам можно применять лишь к этим компонентам Таким образом, используя соотношения (2 6 5) и (2 6 13), имеем

$$\mathbf{P}_t = \Delta\varepsilon\mathbf{E}_t = \Delta\varepsilon\sum(a_\nu + b_\nu)\,\mathbf{E}_{t\nu} \qquad \mathbf{(2.6.16)}$$

С помощью (2 6 2) можно записать уравнение для $\mathbf{E}_z$:

$$j\omega(\varepsilon + \Delta\varepsilon)\mathbf{E}_z = \nabla_t \times \mathbf{H}_t, \tag{2 6 17}$$

которое позволит нам переписать выражения для $\mathbf{P}_z$ следующим образом.

$$\mathbf{P}_z = \Delta\varepsilon \mathbf{E}_z =$$

$$= \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \frac{1}{j\omega} \nabla_t \times \mathbf{H}_t =$$

$$= \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \frac{1}{j\omega} \sum (a_\nu - b_\nu) \nabla_t \times \mathbf{H}_{t\nu} =$$

$$= \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \sum (a_\nu - b_\nu) \mathbf{E}_{z\nu}, \tag{2 6 18}$$

где мы воспользовались разложением по модам (2 6 5) и уравнением Максвелла (2 2 16) Подставим теперь составляющие вектора $\mathbf{P}$ в (2 6 11) и (2 6 12) и получим следующее выражение

$$A'_\mu = -j\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy \sum \Big[(a_\nu + b_\nu) \Delta\varepsilon \mathbf{E}_{t\nu} \cdot \mathbf{E}^*_{t\mu} +$$

$$+ (a_\nu - b_\nu) \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \mathbf{E}_{z\nu} \cdot \mathbf{E}^*_{z\mu}\Big] \exp(j\beta_\mu z), \tag{2.6.19}$$

$$B'_\mu = j\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy \sum \Big[(a_\nu + b_\nu) \Delta\varepsilon\, \mathbf{E}_{t\mu} \cdot \mathbf{E}^*_{t\mu} -$$

$$- (a_\nu - b_\nu) \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \mathbf{E}_{z\nu} \cdot \mathbf{E}^*_{z\mu}\Big] \exp(-j\beta_\mu z), \tag{2 6 20}$$

где мы применили симметричные соотношения (2 2 31), чтобы выразить распределение моды $\mathbf{E}_{-\mu}(x, y)$ через компоненты поля $\mathbf{E}_\mu(x, y)$ соответствующей моды, распространяющейся вперед Чтобы упростить эти выражения, введем тангенциальные и продольные коэффициенты связи $K^t_{\nu\mu}(z)$ и $K^z_{\nu\mu}(z)$, определяемые следующим образом

$$K^t_{\nu\mu} = \omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy\, \Delta\varepsilon\, \mathbf{E}_{t\nu} \cdot \mathbf{E}^*_{t\mu}, \tag{2 6 21}$$

$$K^z_{\nu\mu} = \omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\, dy \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \mathbf{E}_{z\nu}{}^* \mathbf{E}_{z\mu}, \tag{2 6 22}$$

что при положительных $\Delta\varepsilon$ приводит к вещественным и положительным

величииам Используя эти коэффициеиты связи и амплитуды мод (2.6.10), выражеиия (2.6.19) и (2.6.20) можио переписать в окончательном виде:

$$A' = -j \sum \left\{A_\nu \left[K^t_{\nu\mu} + K^z_{\nu\mu}\right] \exp\left[-j(\beta_\nu - \beta_\mu)z\right] + \right.$$
$$\left. + B_\nu\left[K^t_{\nu\mu} - K^z_{\nu\mu}\right] \exp\left[j(\beta_\nu + \beta_\mu)z\right]\right\}, \quad (2.6.23)$$

$$B'_\mu = j \sum \left\{A_\nu\left[K^t_{\nu\mu} - K^z_{\nu\mu}\right] \exp\left[-j(\beta_\nu + \beta_\mu)z\right] + \right.$$
$$\left. + B_\nu\left[K^t_{\nu\mu} + K^z_{\nu\mu}\right] \exp\left[j(\beta_\nu - \beta_\mu)z\right]\right\} \quad (2.6.24)$$

Эти два выражения образуют основу для решеиия ряда задач связаииых мод Они показывают изменение амплитуды каждой моды (μ) в зависимости от деформации $\Delta\varepsilon$, от распределеиия поля моды и амплитуд всех других мод, присутствующих в волноводе. Для конкретиой задачи можио сделать некоторые упрощающие предположения Весьма общим и, как правило, удачным является предположение о том, что существенны только две моды, а всеми другими модами можно пренебречь Оио приводит к взаимодействиям связанных волн, параметры которых мы рассмотрим в следующем подразделе. Другое широко распространенное предположение заключается в том, что величина $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ считается лишь малым возмущением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y)$ волновода Во многих случаях оно также является хорошим приближением, но имеется ряд представляющих интерес коифигураций, для которых оно не справедливо Примером тому может служить гофрированный стеклянный волновод, используемый для фильтрующих устройств, у которого гофр границы раздела стекло—воздух приводит к большим значениям величиы $\Delta\varepsilon$. Это будет показаио в разд.2 6 4.

Полученные выражения указывают на основное различие между связью мод, имеющих одинаковое направление распространения (например, связь между модами, распространяющимися вперед, A_μ и A_ν), и связью между модами, имеющими противоположные направления распространения (например, между модами A_μ и B_μ), которое проявляется в наличии составляющих E_z Поскольку коэффициенты K^t и K^z имеют одинаковые знаки, множитель $(K^t + K^z)$ указывает на сильную связь для взаимодействий между модами с одинаковыми направлениями распространения по сравнению с взаимодействиями между модами, имеющими противоположные направления распространения, которым соответствует множитель

(K^1 - K^2). Это обусловлено тем, что у мод, распространяющихся вперед и назад, составляющие E_z имеют противоположные знаки, а E_t — одинаковые знаки

2.6.3. Решения уравнений для связанных волн

В большом классе интересующих нас взаимодействий связанных мод только две моды обладают достаточным фазовым синхронизмом, чтобы обеспечить значительный обмен энергией между ними. Поэтому можно пренебречь всеми другими модами и получить простые уравнения связанных волн, которые описывают взаимодействие. Эти уравнения следуют из выражений (2.6 11) и (2 6 12) для общего случая, рассматриваемого в этом разделе, и из выражений (2.6 23) и (2.6.24) для случая деформаций волновода, которым мы воспользуемся в качестве иллюстрации Решения уравнений связанных волн хорошо известны и получены различными способами в цитированной выше литературе. Здесь мы дадим лишь краткую сводку результатов Необходимо различать два типа взаимодействий: однонаправленные и противоположно направленные взаимодействия Однонаправленные взаимодействия осуществляются между двумя модами, распространяющимися вперед (или назад), а противоположно направленные взаимодействия — между модами, распространяющимися вперед и назад. Точнее говоря, речь идет об относительных направлениях групповых скоростей мод, которые здесь рассматриваются.

Обсудим сначала однонаправленные взаимодействия и, обратившись к выражению (2.6.23), обозначим амплитуды двух упомянутых волн через $A(=A_\mu)$ и $B(=A_\nu)$. В общем случае изменения этих амплитуд описываются дифференциальными уравнениями следующего вида:

$$A' = -j\kappa B \exp(-2j\delta z), \quad (2.6\ 25)$$

$$B' = -j\kappa A \exp(2j\delta z), \quad (2\ 6\ 26)$$

где κ — постоянная связи, которая в рассматриваемом здесь простейшем случае является вещественной и неизменяемой величиной (т.е. не зависящей от координаты z), и δ — нормированная частота, которая описывает отклонение от синхронизма (для которого мы имеем $\delta = 0$) В следующем подразделе дан подробный вывод этих параметров на примере гофрированного волновода После простой подстановки

$$A = R \exp(-j\delta z), \qquad B = S \exp(j\delta z) \quad (2\ 6.27)$$

приведенные выше уравнения можно преобразовать в **уравнения** связанных волн:

$$R' - j\delta R = -j\kappa S, \tag{2 6 28}$$

$$S' + j\delta S = -j\kappa R \tag{2 6 29}$$

Решения этих уравнений при граничых условиях $R(0) = 1$, $S(0) = 0$ запишутся в виде

$$S(z) = -j\kappa \sin\left[z\cdot\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}\right] \Big/ \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}, \tag{2.6.30}$$

$$R(z) = \cos\left[z\cdot\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}\right] + j\delta \sin\left[z\cdot\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}\right] \Big/ \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$$

(2 6 31)

При выполнении условий синхронизма ($\delta = 0$) данные выражения предсказывают синусоидальный закон обмена энергией между волнами R и S

$$S(z) = -j \sin(\kappa z), \qquad R(z) = \cos(\kappa z) \tag{2 6 32}$$

Такой тип взаимодействия реализуется, например, в преобразователях мод или в направленных ответвителях

Рассмотрим теперь взаимодействия между противоположно распространяющимися волнами, обозначив амплитуду волны, распространяющейся вперед, через A ($= A_\mu$) и амплитуду волны, распространяющейся назад через B ($= B_\mu$) Для этих амплитуд мы имеем следующие дифференциальные уравнения [см (2 6 23) и (2 6 24)]

$$A' = -j\kappa B \exp(2j\delta z), \tag{2 6 33}$$

$$B' = j\kappa A \exp(-2j\delta z) \tag{2 6 34}$$

Подстановка

$$A = R \exp(j\delta z), \qquad B = S \exp(-j\delta z) \tag{2 6 35}$$

позволяет преобразовать (2 6 33) и (2 6 34) в уравнения связаных волн

$$R' + j\delta R = -j\kappa S, \tag{2 6 36}$$

$$S' - j\delta S = j\kappa R . \tag{2 6 37}$$

Для этого взаимодействия между противоположно направленными волнами необходимо задать граничное условие для волны, распространяющейся вперед, в начале области взаимодействия при $z = 0$, а для волны R, распространяющейся назад, в конце этой области при $z = L$ Задав граничные условия $R(0) = 1$ и $S(L) = 0$, получаем решения

$$S(0) = -j\kappa \Big/ \left[\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}\, \mathrm{cth}\left[L\cdot\sqrt{\kappa^2 - \delta^2} \right] + j\delta\right], \qquad \textbf{(2.6.38)}$$

$$R(L) = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2} \Big/ \left[\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}\, \mathrm{ch}\left[L\cdot\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}\right] + \right.$$

$$\left. + j\delta\, \mathrm{sh}\left[L\sqrt{\kappa^2 - \delta^2}\right]\right] \qquad (2\ 6\ 39)$$

Например, в случае фильтрующего устройства в виде гофрированного волновода величина $S(0)$ описывает зависимость амплитуды отраженного света от частоты δ, а $R(L)$ есть амплитуда прошедшего света При выполнении условия синхронизма (которое соответствует центральной частоте фильтра или $\delta = 0$) приведенные выше формулы принимают более простой вид

$$S(0) = -j\ \mathrm{th}\ (\kappa L), \qquad R(L) = 1/\mathrm{ch}\ (\kappa L) \qquad (2\ 6\ 40)$$

На рис 2 30 представлены экспериментальные результаты, которые взяты из работы Фландерса и др [2 78] Показана экспериментальная зависимость отражательной способности $|S(0)|^2$ фильтрующего устройства на гофрированном волноводе от длины волны света, измеренная с помощью перестраиваемого лазера на красителе (сплошная кривая) и рассчитанная по формуле (2 6 38) (штриховая кривая)

В структурах с распределенной обратной связью, которые применяются в лазерах, также осуществляется взаимодействне противоположно распространяющихся связанных волн, но с некоторыми отличиями по сравнению с предыдущим случаем Во-первых, в волноводе происходнт лазерное усиление света и, во-вторых, отсутствует падающая волна, что приводит к изменеиию граничных условий $R(0) = 0$ и $S(L) = 0$ Более подробно данное взаимодействие разобрано в работе Когельника и Шенка [2 79]

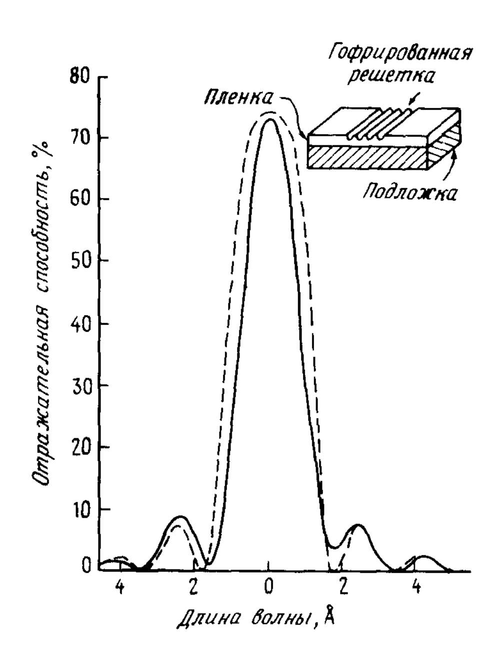


Рис. 2.30. Зависимость отражательной способности гофрированного волноводного фильтра от длины волны (Согласно работе [2 78])

2.6.4. Волноводы с периодической структурой

Периодические волноводы — это такие волноводы, у которых деформация $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ периодически изменяется с координатой z Эти волноводы применяются для различных целей, включая устройства фильтрации, решеточные элементы связи, лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры), а также используются для согласования мод Физический процесс, лежащий в основе такого волновода, — это рассеяние света на периодической структуре, т е процесс, аналогичный рассеянию света на дифракционной решетке Его можно рассматривать и анализировать как процесс связанных мод Выше мы уже разработали приемы, необходимые для такого анализа, и отчасти их можно применять непосредственно Сначала нам нужно определить две моды, которые, по крайней мере приблизительно, синхронны при данной оптической частоте С этой целью мы можем воспользоваться приведенными выше решениями уравнений для связанных волн Все, что нам остается, — это точно

вычислить значения параметров κ и δ, что можно сделать с помощью соотношений (2 6 21)—(2 6 24)

В качестве примера рассмотрим гофрнрованный планарный волновод, который применяется в экспериментах с устройствами фильтрацин и РОС-лазерами На рис 2 31 показан такой гофрированный волновод с перноднчески изменяющейся толщиной пленки

$$h(z) = h_0 + \Delta h \cos (Kz), \qquad (2\ 6\ 41)$$

где K—**постоянная** решетки, связанная с **периодом гофра Λ следующим** образом

$$K = 2\pi / \Lambda. \qquad (2.6.42)$$

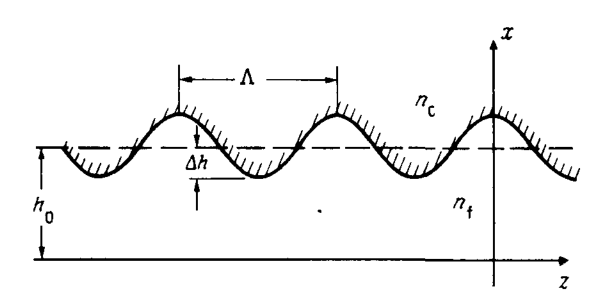


Рис.2.31. Вид сбоку на гофрированный плоский волновод h_0—**среднее** значение толщнны пленкн, Δh—амплитуда гофра, Λ—пернод гофра

Метод эффективного показателя преломления

Прежде чем применить строгий формализм связанных волн, продемонстрнруем вывод коэффициентов связи гофрнрованных волноводов с помощью метода эффективного показателя преломления [2 82], который мы уже использовалн в разд 2 5 для анализа полосковых волноводов Если смотреть сверху (по направлению оси x), то гофрнрованный плоский волновод выглядит такнм, как если бы он имел эффективный показатель преломления $N(z)$, который изменяется в направлении оси z по закону

$$N(z) = N + \Delta N \cos (Kz). \tag{2.6.43}$$

В этом направлении гофрированный волновод напоминает поперечное сечение голографической брэгговской решетки Из теории таких решеток [2.72] известно, что коэффициент связи, описывающий эффективность брэгговской дифракции, дается выражением

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \Delta N. \tag{2.6.44}$$

Это выражение по аналогии можно применить к гофрированному волноводу, у которого эффективный показатель преломления изменяется за счет изменения толщины пленки, и тогда мы имеем

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \frac{dN}{dh} \Delta h \tag{2.6.45}$$

Величину dN/dh можно найти с помощью дисперсионного уравнения волновода.

В случае *TE-мод* начнем рассмотрение с нормированного дисперсионного уравнения (2.1.20). Дифференцируя это уравнение, получаем

$$2 (1 - b) \frac{dh}{db} = h_{эфф}; \tag{2.6.46}$$

здесь $h_{эфф}$ — эффективная толщина волновода, определяемая выражением (2.1.33), и b — нормированный волноводный показатель преломления (см. разд.2.1). Мы используем полученный результат, чтобы переписать величину dN/dh следующим образом:

$$\frac{dN}{dh} = \frac{dN}{db} \cdot \frac{db}{dh} = \frac{(n_f^2 - n_s^2)(1 - b)}{N h_{эфф}} = \frac{n_f^2 - N^2}{N h_{эфф}}. \tag{2.6.47}$$

С помощью последнего соотношения коэффициент связи можно записать в виде

$$\kappa_{TE} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\Delta h}{h_{эфф}} \frac{n_f^2 - N^2}{N}. \tag{2.6.48}$$

Аналогичные выкладки приводят к выражению для коэффициента связи *TM-мод*:

$$\kappa_{TM} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\Delta h}{h_{эфф}} \frac{n_f - N}{N} p, \tag{2.6.49}$$

где p — поправочный множитель:

$$p = \frac{(N/n_f)^2 - (N/n_c)^2 + 1}{(N/n_f)^2 + (N/n_c)^2 - 1}. \qquad (2.6.50)$$

Формализм связанных мод

Для того чтобы продемонстрировать вывод тех же коэффициентов связи, но более общим методом связанных мод, рассмотрим возмущения, вызванные гофрированием волновода, и используем выражения для полей мод плоского волновода, приведенные в разд.2.3.

Гофрирование приводит к возмущению $\Delta\varepsilon$ диэлектрнческой проницаемости, которое можно выразить через показатели преломления пленки n_f и покрытия n_c.

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_0\,(n_f^2 - n_c^2) \quad \text{при } h(z) > h_0,$$
$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon_0\,(n_f^2 - n_c^2) \quad \text{при } h(z) < h_0. \qquad (2.6.51)$$

Подставим полученные соотношения в выражения (2.6.21) и (2.6.22) и найдем коэффициенты связи, ограничнв рассмотрение рассеянием «назад» моды, распространяющейся вперед (μ), в моду ($-\mu$) с таким же индексом, но распространяющуюся назад

В случае ТЕ-мод получим $K^z_{\mu,-\mu} = 0$, а

$$K^t_{\mu,-\mu} = \omega \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\,\Delta\varepsilon\,E_y^2 \approx E_c^2 \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} dx\,\Delta\varepsilon =$$
$$= \omega\varepsilon_0 E_c^2\,(n_f^2 - n_c^2)\Delta h \cos(Kz) = \kappa\,(e^{jKz} + e^{-jKz}), \qquad (2\,6\,52)$$

здесь мы предположили, что величина Δh достаточно мала, так что составляющую $E_y(x)$ можно заменить постоянным значением напряженностн поля E_c, которое принимает мода на границе раздела пленка—покровный слой. В уравнениях связанных волн также показана связь между величиной $K^t_{\mu,-\mu}(z)$ и коэффициентом связи κ. Из выражений (2.3.11) и (2.3 12) можно найти иормированное значение напряженности поля E_c и снова определить величину κ:

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\Delta h}{h_{эфф}} \frac{n_f^2 - N^2}{N}, \qquad (2\,6\,53)$$

здесь, как и выше, N — эффективный показатель преломления, а $h_{эфф}$ — эффективная толщина волновода Можно показать, что выраженне (2 6 53) согласуется с формулой, прнведенной в работе Маркузе [2 2], который получнл также решение для случая связн между модами с неоднпаковыми ннделсамн Замечательной особенностью этого выражения является то, что в нем отсутствуют нндексы c или s, которые обозначают покровный слой илн подложку Отсюда следует, что еслн мы устроим гофр не на граннце раздела пленка — покровный слой, а на граннце раздела пленка — подложка, то получнм точно такое же значенне коэффициента связи κ Причину этого можно объяснить с помощью выражения (2 3 11), в соответствии с которым меньшее значение разностн $n_f^2 - n_s^2$ в точности компенсируется большим значением напряженности поля E_s на граннце раздела пленка — подложка

На рнс 2 32, занмствованном из работы Шенка и др [2 80], показана зависимость величнны κ от толщины пленкн h для волновода из GaAlAs со следующими параметрамн n_f = 3,59, n_s = 3,414, n_c = 1 (сплошные кривые) н n_c = 3,294 (штриховые кривые) Нормированная величина $\bar{\kappa} = \lambda\kappa/(2\pi\Delta h)$ используется как ордината Видно, что для каждой из мод величина $\bar{\kappa}$ принимает максимальное значенне почти рядом с толщиной отсечки

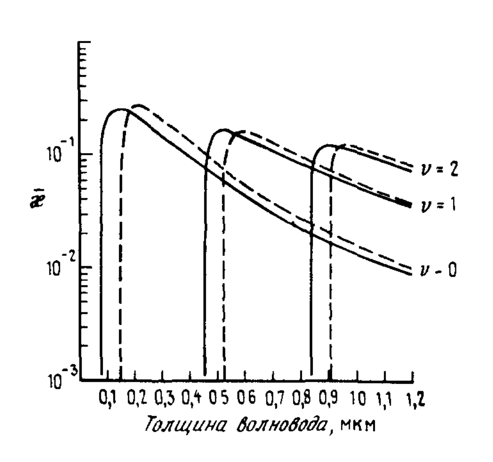


Рис.2.32. Зависимость нормированного коэффициента связн $\bar{\kappa} = \lambda\kappa/(2\pi\Delta h)$ от толщины волновода Данные приведены для волновода из GaAlAs с показателями преломлення n_f = 3,59, n_s = 3,414, n_c = 1 (сплошные кривые) и n_c = 3,294 (штриховые кривые) соответственно для трех низших порядков мод (Согласно работе [2 80])

Для того чтобы определить нормированную частоту δ, сравним показатели экспонент в выражениях (2 6 23) и (2 6 33) н найдем, что

$$2\delta = 2\beta_\mu - K \tag{2 6 54}$$

Наибольшее рассеяние имеет место на центральной частоте, когда $\delta = 0$, которой соответствует центральная длнна волны λ_0 н постоянная распространения $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$, определяемая условнем Брэгга

$$K = 2\beta_0, \qquad \lambda_0 = 2N\Lambda \tag{2 6 55}$$

Воспользовавшись этими величинами, мы можем представнть частоту δ в виде

$$\delta = \beta_\mu - \beta_0 = \Delta\beta \approx \frac{d\beta}{d\omega}\Delta\omega - \Delta\omega/v_g, \tag{2 6 56}$$

где $\Delta\omega$—отклонение угловой частоты от центральной частоты и v_g—групповая скорость, определяемая соотношеннем (2 2 80)

В случае *ТМ-мод* возникают трудностн, связанные с применением формализма связанных мод к нашему конкретному примеру гофрнрованного волновода[1] Эти трудностн связаны с нарушением граничных условий в возмущенном волноводе Данная задача подробно рассматривается в работах [2 83—2 85]

В дополнение к приведенным выше ссылкам добавим, что в литературе рассмотрено несколько других методов анализа гофрированных волноводов В качестве примеров укажем исследование различных профилей решеток [2 86], анализ решеток с пилообразным прямоугольным профилем [2 87], применение метода Роуарда [2 88] и исследование гофрированных многослойных волноводов [2 89—2 92]

2.6.5. Преобразование мод ТЕ—ТМ

Выше мы уже упоминали, что преобразование ТЕ-мод в ТМ-моды может рассматриваться как еще однн случай взаимодействия связанных волн [2 74, 2 76] В этом последнем подразделе мы кратко покажем, как такое преобразование описывается с помощью формализма связанных мод, используемого в данном разделе Рассмотрим преобразование ТЕ-моды в ТМ-моду, которое обусловлено тензором возмущения $\Delta\varepsilon_{ij}(x)$, имеющим вид

---

[1] Автор признателен **Д. Холлу за обсуждения, вносящие ясность по** этому вопросу

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \Delta\varepsilon_1 & \eta & 0 \\ \eta & \Delta\varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\varepsilon_3 \end{bmatrix}. \qquad (2.6.57)$$

Оно может быть получено, напрнмер, еслн к планарному электрооптнческому волноводу приложено постоянное электрическое поле. Предполагается, что в волиоводе прнсутствуют только две моды: ТЕ-мода с распределеннем поля $\mathbf{E}_E(x)$ н ТМ-мода с распределеннем поля $\mathbf{E}_M(z)$. Обозиачнм соответствующие постояиные распространения через β_E н β_M, а комплексные амплнтуды через $A_E(z)$ н $A_M(z)$. Поперечную компонеиту $\mathbf{E}_t(x, z)$ суммарного поля в волноводе можно записать в виде

$$\mathbf{E}_t = A_E \cdot \mathbf{E}_{Et} \exp(-j\beta_E z) + A_M \cdot \mathbf{E}_{Mt} \exp(-j\beta_M z). \qquad (2.6.58)$$

Лншь ТМ-мода дает вклад в продольную компоненту E_z, которая по аналогии с (2.6.18) запншется в внде

$$E_z = \frac{\varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon_3} A_M E_{Mz} \exp(-j\beta_M z) \approx A_M E_{Mz} \exp(-j\beta_M z) \qquad (2.6.59)$$

Теперь, с помощью (2.6.14) вычислнм индуцированную поляризацню и, подставив ее в выражение (2.6.11), найдем уравиеиия, которые описывают изменеиня комплексных амплитуд:

$$A'_E = -j\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\; E^*_{Ei} \Delta\varepsilon_{ij}\, E_j \exp(j\beta_E z), \qquad (2.6.60)$$

$$A'_M = -j\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx\; E^*_{Mi} \Delta\varepsilon_{ij}\, E_j \exp(j\beta_M z). \qquad (2.6.61)$$

Объединяя уравнення (2.6.60) и (2.6.61) с соотношеииямн (2.6.57) —(2.6.59), этн уравиения можно перепнсать в виде

$$A'_E = -j\,\Delta\beta_E\, A_E - j\kappa A_M \exp[-j(\beta_M - \beta_E)], \qquad (2.6.62)$$

$$A'_M = -j\,\Delta\beta_M\, A_M - j\kappa A_E \exp\left[j(\beta_M - \beta_E)\right], \qquad (2.6.63)$$

где коэффициент связи определяется следующим образом:

$$\kappa = \omega \int_{+\infty}^{-\infty} dx\ \eta\ E_{Mx}\ E^{*}_{Ey} = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ \eta\ E^{*}_{Mx}\ E_{Ey}\ . \tag{2.6 64}$$

При этом индуцированные изменения в постоянных распространения запишутся в виде

$$\Delta\beta_{E} = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ \Delta\varepsilon_{2}\ E_{Ey}E^{*}_{Ey} \tag{2.6.65}$$

и

$$\Delta\beta_{M} = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} dx\ \left[\Delta\varepsilon_{1}\ E_{Mx}E^{*}_{Mx} + \Delta\varepsilon_{3}\ E_{Mz}E^{*}_{Mz}\right]. \tag{2.6.66}$$

Нетрудно убедиться в том, что уравнения (2.6.62) и (2.6.63) можно привести к стандартному виду уравнений связанных волн (2.6.28) и (2 6.29), если воспользоваться выражениями (2.6.27) и ввести нормированное отклонение частоты δ:

$$2\delta = \beta_{M} - \beta_{E} + \Delta\beta_{M} - \Delta\beta_{E}, \tag{2.6.67}$$

которое опять-таки показывает степень отклонения от синхронизма. Задача о преобразовании мод приведена теперь к виду, который позволяет непосредственно применять решения уравнений связанных волн, полученные в разд. 2.6.3. Интегралы перекрытия в выражениях (2.6.64)—(2.6.66) должны быть вычислены для каждого конкретного случая. Примеры этого приведены в работах Ярива [2.74], а также Сосиовского и Бойда [2.76].

Литература

2 1 *Kapany N.S., Burke J.J.* Optical Waveguides.—New York: Academic, 1974.

2 2. *Marcuse D.* Theory of Dielectric Optical Waveguides.—New York: Academic, 1974.

2.3. *Marcuse D.* Light Transmission Optics.—New York: Van Nostrand Reinhold, 1972. [Имеется перевод: *Маркузе Д.* Оптические волноводы —М.: Мир, 1974.]

2.4. *Sodha M.S., Ghatak A.K.* Inhomogeneous Optical Waveguides.—New York: Plenum, 1977. [Имеется перевод: *Содха М.С., Гха-*

так А. К. Неоднородные оптические волноводы. — М.: Связь, 1980.]
2.5. *Unger H.G.* Planar Optical Waveguides and Fibers. — Oxford: Clarendon, 1977. [Имеется перевод: *Унгер Х.-Г.* Планарные и волоконные оптические волноводы. — М.: Мир, 1980.]
2.6. *Adams M.I.* An Introduction to Optical Waveguides. — Chichester: Wiley, 1981. [Имеется перевод: *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. — М.: Мир, 1984.]
2.7. *Okoshi T.* Optical Fibers. — New York: Academic, 1982.
2.8. *Snyder A.W., Love J.D.* Optical Waveguide Theory. — London; Chapman and Hall, 1983. [Имеется перевод: *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. — М.: Радио и связь, 1987.]
2.9. *Haus H.A.* Waves and Fields in Optoelectronics. — NJ: Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1984. [Имеется перевод: *Хаус Х.* Волны и поля в оптоэлектронике. — М.: Мир, 1988.]
2.10. *Anderson W.W.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-1**, 228 (1965).
2.11. *Reisinger A.* — Appl. Opt., **12**, 1015 (1973).
2.12. *Kaminow I.P., Mammel W.L., Weber H.P.* — Appl. Opt., **13**, 396 (1974).
2.13. *Nelson D.F., McKenna J.* — J. Appl. Phys., **38**, 4057 (1967).
2.14. *Yamamoto S., Koyamada Y., Makimoto T.* — J. Appl. Phys., **43**, 5090 (1972).
2.15. *Ramaswamy V.* — Appl. Opt., **13**, 1363 (1974).
2.16. *Ramaswamy V.* — J. Opt. Soc. Am., **64**, 1313 (1974).
2.17. *Tien P.K.* — Appl. Opt., **10**, 2395 (1971).
2.18. *Maurer S.J., Felsen L.B.* — Proc. IEEE, **55**, 1718 (1967).
2.19. *Lotsch H.K.V.* — Optik, **27**, 239 (1968).
2.20. *Kogelnik H., Ramaswamy V.* — Appl. Opt., **13**, 1857 (1974).
2.21. *Artmann K.* — Ann. Physik, **2**, 87 (1948).
Lotsch H.K.V. — Optik, **32**, 116, 189, 299, 553 (1970/71).
2.22. *Kogelnik H., Sosnowski T.P., Weber H.P.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 795 (1973).
2.23. *Burke J.J.* — Opt. Sci. Newslett. — Univ. Arizona, **5**, 31 (1971).
2.24. *McKenna J.* — Bell Syst. Tech. J., **46**, 1491 (1967).
2.25. *Adler R.B.* — Proc. IRE, **40**, 339 (1952).
2.26. *Allis W.P., Buchsbaum S.J., Bers A.* Waves in Anisotropic Plasmas. — New York: Wiley, 1962.
2.27. *Kogelnik H., Weber H.P.* — J. Opt. Soc. Am., **64**, 174 (1974).
2.28. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Electrodynamics of Continuous Me-

dia. —Oxford: Pergamon, 1960. [См.: *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М* Электродинамика сплошных сред. —М.: Наука, 1982.]

2.29. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Quantum Mechanics. —Oxford: Pergamon, 1958. [См.: *Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. — М.: Наука, 1975.]

2.30. *Berk A.D.* —IRE Trans., **AP-4**, 104 (1956).

2.31. *Harrington R.F.* Time-Harmonic Electromagnetic Fields. —New York: McGraw-Hill, 1961.

2.32. *Kurokawa K.* —IRE Trans. Microwave and Techniques, **MTT-10**, 314 (1962).

2.33. *Moroshita K., Kumagai N.* —IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-25**, 34 (1977).

2.34. *Matsuhara M.* —J. Opt. Soc. Am., **63**, 1514 (1973).

2.35. *Taylor H.F.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-12**, 748 (1976).

2.36. *Korotky S.K., Minford W.J., Buhl L.L., Divino M.D., Alferness R.C.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1976 (1982).

2.37. *Geshiro M., Ohtaka M., Matsuhara M., Kumagai N.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 259 (1978).

2.38. *Haus H.A., Huang W.P., Kawakami S., Whitaker N.A.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-5**, 16 (1987).

2.39. *Akiba S., Haus H.A.* —Appl. Opt., **21**, 804 (1982).

2.40. *Geshiro M., Ohtaka M., Matsuhara M., Kumagai N.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-10**, 647 (1974).

2.41. *Yamamoto Y., Kamiya T., Yanai H.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 729 (1975).

2.42. *Polky J.N., Mitchell G.I.* —J. Opt. Soc. Am., **64**, 274 (1974).

2.43. *Smith G.E.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-4**, 288 (1968).

2.44 *Cherny V.V., Juravlev G.A., Kirpa A.I., Rylov I.L., Ijoy V P.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-15**, 1401 (1979).

2.45. *Casey H.C. Jr., Panish M.B.* Heterostructure Lasers A. —New York: Academic, 1978. [Имеется перевод: *Кейси Х., Паниш М* Лазеры на гетероструктурах. Часть I. —М.: Мир, 1981.]

2.46. *Kressel H., Butler J.K.* Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDS. —New York: Academic, 1977, 137.

2.47. *Born M., Wolf E.* Principles of Optics. —New York: Pergamon, 1959, 50. [Имеется перевод: *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. —М.: Наука, 1970.]

2.48. *Abeles F.* —Ann. Physique, **5**, 596 (1950).

2.49. *Kogelnik H., Li T.* —Appl. Opt., **5**, 1550 (1966).

2.50. *Poschl G., Teller E.* —Z.Physik, **83**, 143 (1933).

2.51. *Gordon J.P.* —Bell Syst. Tech. J., **45**, 321 (1966).
2.52. *Conwell E.M.* —Appl. Phys. Lett., **23**, 328 (1973).
2.53. *Carruthers J.R., Kaminow I.P., Stulz L.W.* —Appl. Opt., **13**, 2333 (1974).
2.54. *Standley R.D., Ramaswamy V.* —Appl. Phys. Lett., **25**, 711 (1974).
2.55. *Haus H.A., Schmidt R.V.* —Appl. Opt., **15**, 774 (1976).
2.56. *Jeffreys B.S.* Quantum Theory, v. 1/Ed. by D.R. Bates. —New York: Academic, 1961.
2.57. *Felsen L.B., Marcuvitz N.* Radiation and Scattering of Waves. —Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ 1973.
2.58. *Goell J.E.* —Bell Syst. Tech. J., **48**, 2133 (1969).
2.59. *Schlosser W., Unger H.G.* Advances in Microwaves. —New York: Academic, 1966.
2.60. *Schlosser W.O.*-A.E.Ü., 18, 403 (1964).
2.61. *Ogusu K.* —IEEE Trans., **MTT-25**, 874 (1977).
2.62. *Marcatili E.A.J.* —Bell Syst. Tech. J., **48**, 2071 (1969).
2.63. *Kumar A., Thyagarajan K., Ghatak A.K.* —Opt. Lett., **8**, 63 (1983).
2.64. *Knox R.M., Toulios P.P.* —In: Proc. MRI Symp. Submilimeter Waves. —Brooklyn: Polytechnic Press, 1970, 497.
2.65. *Ramaswamy V.* —Bell Syst. Tech. J., **53**, 697 (1974).
2.66. *Hocker G.B., Burns W.K.* —Appl. Opt., **16**, 113 (1977).
2.67. *Zachariasen W.H.* Theory of X-Ray Diffraction in Crystals. — New York: Wiley, 1945.
2.68. *Miller S.E.* —Bell Syst. Tech. J., **33**, 661 (1954).
2.69. *Pierce J.R.* —J. Appl. Phys., **25**, 179 (1954).
2.70. *Louisell W.H.* Coupled Mode and Parametric Electronics. —New York: Wiley, 1960.
2.71. *Quate C.F., Wilkinson C.D.W., Winslow D.K.* —Proc. IEEE, **53**, 1604 (1965).
2.72. *Kogelnik H.* —Bell Syst. Tech. J., 48, 2909 (1969).
2.73. *Snyder A.W.* —J. Opt. Soc. Am., **62**, 1267 (1972).
2.74. *Yariv A.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 919 (1973).
2.75. *Marcuse D.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 958 (1973).
2.76. *Sosnowski T.P., Boyd G.D.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-10**, 306 (1974).
2.77. *Kaminow I.P.* An Introduction to Electrooptic Devices. —New York: Academic, 1974.
2.78. *Flanders D.C., Kogelnik H., Schmidt R.V., Shank C.V.* —Appl.

Phys. Lett., **24**, 194 (1974).
2.79. *Kogelnik H., Shank C.V.* —J. Appl. Phys., **43**, 2327 (1972).
2.80. *Shank C.V., Schmidt R.V., Miller B.I.* —Appl. Phys. Lett., **25**, 200 (1974).
2.81. *Saad S.M.* —IEEE Trans., **MTT-33**, 894 (1985).
2.82. *Verly P.G., Tremblay R., Lit J.W.Y.* —J. Opt. Soc. Am., **70**, 964 and 121s (1980).
2.83. *Streifer W., Scifres D.R., Burnham R.D.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-12**, 74 (1976).
2.84. *Stegeman G.I., Sarid D., Burke J.J., Hall D.G.* —J. Opt. Soc. Am., **71**, 1497 (1981).
2.85. *Gruhlke R.W., Hall D.G.* —Appl. Opt., **23**, 127 (1984).
2.86. *Streifer W., Scifres D.R., Burnham R.D.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 867 (1975).
2.87. *Hardy A.* —IEEE J. Quantum Electron., **20**, 1132 (1984).
2.88. *Weller-Brophy L.A., Hall D.G.* —J. Opt. Soc. Am., **A-4**, 60 (1987).
2.89. *Yamamoto Y., Kamiya T., Yanai H.* —J. Quantum Electron., **QE-14**, 245 (1978).
2.90. *Peng S.T., Tamir T., Bertoni H.L.* —IEEE Trans., **MTT-23**, 123 (1975).
2.91. *Petit R.* Electromagnetic Theory of Gratings, Topics Current Phys. —Berlin, Heildelberg, 1980, **22**.
2.92. *Chang K.C., Shan V., Tamir T.* —J. Opt. Soc. Am., **70**, 804 (1980).

3. ВОЛНОВОДНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СОЕДИНЕНИЯ

*У. Бернс**, *А. Мильтон***

В состав широко используемых волноводных устройств входят различные типы волноводных переходов и соединений, в которых поперечное сечение направляющей структуры изменяется в направлении распространения. Например, в электрооптических переключателях волноводные переходы обычно располагаются по обе стороны от фазосдвигающего участка. При этом такие характеристики переключателя, как динамический диапазон и уровень перекрестных помех, существенно зависят от того, насколько хорошо эти переходы соответствуют своему назначению Таким образом, чтобы четко представлять себе принцип действия и уметь оптимизировать параметры разрабатываемых устройств, необходимо научиться определять передаточные характеристики волноводных переходов и соединений.

Очевидно, что эти характеристики могут быть полностью найдены из уравнений Максвелла. Однако численное решение этих уравнений для каждого конкретного случая, представляющего интерес, является утомительным занятием, которое, как правило, не приводит к результатам, удовлетворяющим проектное задание. Поэтому для конструирования устройств с заданными параметрами желательно найти подход, который использует общие геометрические свойства структуры (такие, как степень асимметрии и т.д.). Такие подходы хорошо известны в теории волноводов диапазона СВЧ. Главное отличие оптических волноводов от волноводов СВЧ состоит в том, что в первом случае можно создать переходы, протяженность которых составляет сотни длин волн (т е адиабатические переходы) и которые в диапазоне СВЧ реализовать практически невозможно.

С учетом практического интереса к адиабатическим или почти адиабатическим переходам в оптическом диапазоне полезным средством, позволяющим определять свойства таких структур, является рассматриваемый ниже метод локальных собственных мод, впервые предложенный Люиселлом. При этом связь между локальными собственными модами обусловливается нерегулярностью параметров волновода в направлении распространения Ниже мы покажем, что применение этого метода поз-

---

**William K. Burns*, Naval Research Laboratory, Code 6571, Washington, DC 20375, USA.

***A. Fenner Milton*, General Electric Co., Electronics Lab., Electronics Park, Syracuse, NY 13221, USA.

воляет определить зависимость передаточных характеристик большинства волноводных переходов от двух или трех обобщенных параметров, что облегчает понимание принципа действия и разработку таких устройств. При использовании некоторых приближений были получены даже аналитические решения, описывающие распределение мощности в модах. Эти выражения могут быть использованы для определения характеристик структур переходов, имеющих важное практическое применение.

3.1. МОДЫ ВОЛНОВОДА И ТЕОРИЯ СВЯЗАННЫХ МОД

3.1.1. Собственные моды связанных волноводов

Решая уравнения Максвелла для направляемых мод простого трехслойного волновода, мы получаем распределения электрического поля, показанные на рис.3.1. Эти решения в соответствии с рассмотрением, представленным в разд.2.2.2, называются собственными модами волновода. На рис.3.1 мы предполагаем, что на данной длине волны в структуре могут существовать лишь две собственные моды. Обозначим первую из них, или симметричную, моду как ψ_i, а вторую, или антисимметричную, как ψ_j

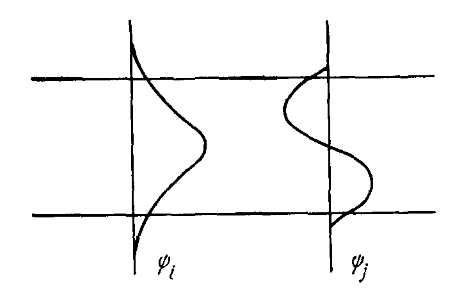


Рис.3.1. Распределения напряженности электрического поля двух низших собственных мод трехслойной структуры.

В более общем виде мы будем рассматривать два волновода, каждый из которых может поддерживать единственную моду, но которые расположены достаточно близко друг от друга, так что в некоторой области их электромагнитные поля перекрываются. В этом случае волноводы называются связанными, так как между ними может происходить передача

оптической мощности. Сначала определим моды бесконечно удаленных друг от друга волноводов, когда связь между ними отсутствует и мощность не передается (рис.3.2). Таким образом, рассматривая волново-

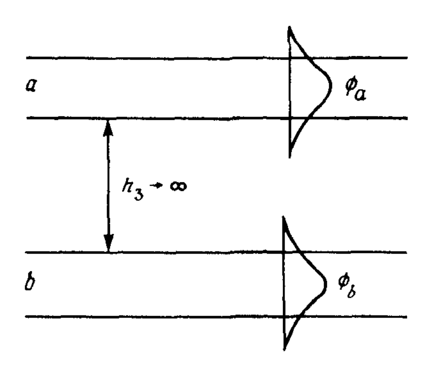


Рис.3.2. Распределения полей двух несвязанных мод сильно разнесенных волноводов

ды a и b, определим распределения полей в них в отсутствие связи как $\phi_a \equiv \phi_{ia}$ и $\psi_b \equiv \psi_{ib}$, а их постоянные распространения как β_a и β_b соответственно. Эти распределения и постоянные распространения соответствуют собственным модам каждого отдельного волновода, и их называют также модами несвязанных волноводов.

Рассмотрим моды всей структуры, когда расстояние между волноводами невелико, т.е. моды связанных волноводов. Один из методов их нахождения заключается в получении точного решения уравнений Максвелла. Для этого два связанных волновода, разделенных расстоянием h_3, рассматриваются как пятислойная структура (рис.3.3). Собственные решения для рассматриваемой структуры могут быть получены аналитически или численно. Такие решения [3.1] для структуры, показанной на рис.3.3, представлены на рис.3.4 как функции ширины зазора и степени асимметрии $\Delta n = n_1 - n_5$ между внешними слоями. Если ширина зазора равна нулю, то мы получим два решения для собственных мод, показанные на рис.3.1, поскольку удвоение толщины одномодового волновода приводит обычно к появлению второй моды. Если же ширина зазора велика и $\Delta n \neq 0$, то получаемые решения аналогичны модам несвязанных волноводов, изображенным на рис.3.2, т.е. каждая из мод оказывается преимущественно локализованной в одном из волноводов и принимает вид основной или симметричной моды. Однако следует заметить, что собственные моды ψ_i и ψ_j этой структуры могут поддер-

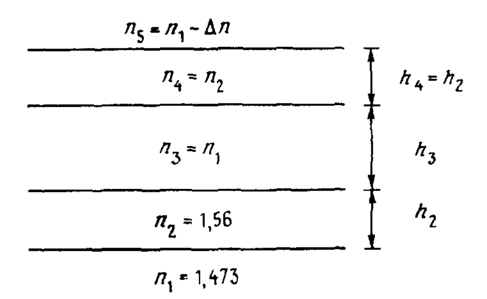


Рис. 3.3. Два связанных волновода (слои 2 и 4), образующие пятислойную структуру. Изменение показателя преломления Δn определяет асимметрию внешних слоев.

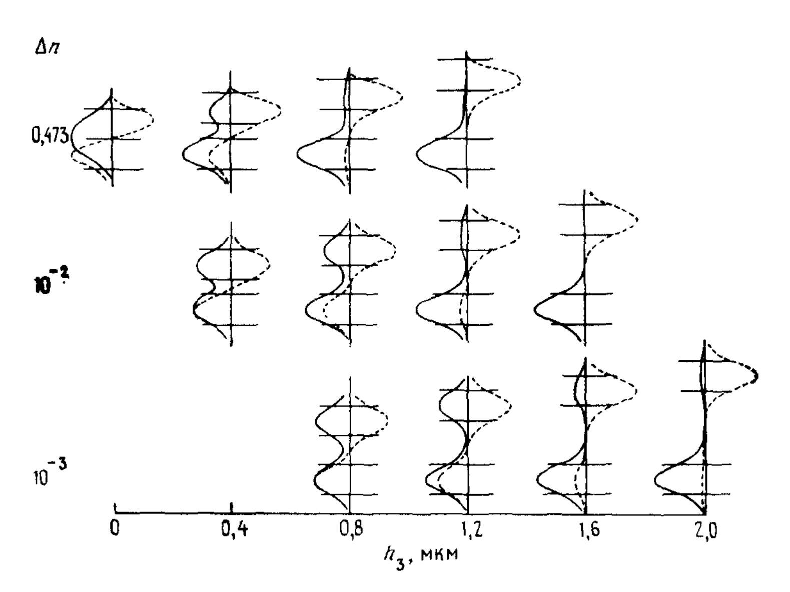


Рис. 3.4. Распределения электрического поля пятислойной структуры, представлениой на рис. 3 3, в зависимости от ширины зазора (h_3) для трех значений показателя асимметрии. Δn = 0,473, 10^{-2} и 10^{-3} Сплошиая кривая — мода первого порядка (i), а штриховая кривая — мода второго порядка (j). Распределения полей нормированы к единичной мощности.

живаться любым из двух связанных волноводов Изменение конфигурации поля собственной моды, происходящее при увеличении ширины зазора от

состояния сильно связанных волноводов до прекращения связи, называется преобразованием моды В симметричных связанных волноводах, когда $\Delta n = 0$, при больших зазорах собственные моды не локализуются в отдельных волноводах Наоборот, они сохраняют состояние, при котором их мощность поровну делится между волноводами при любых ширинах зазора

3.1.2. Представление теории связанных мод

Другой подход [3 2—3 4], позволяющий опнсать поведение мод связанных волноводов, состоит в использовании теории связанных мод, рассмотренной в разд 2 6 Эта теория является по существу теорией возмущений, которая использует моды несвязанных волиоводов (рис 3 2), чтобы описать передачу мощности между двумя связанными волноводами Ее можно также применить для приближеиного описания собственных мод связанных волиоводов Рассмотрим рис 3 5, иа

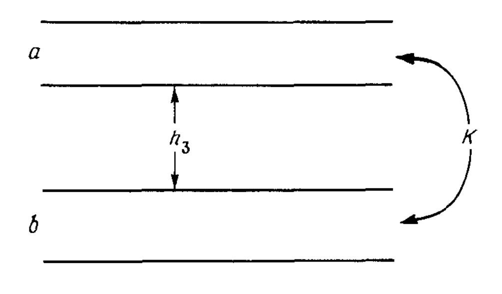


Рис.3.5. Два связанных волновода с зазором h_3 и коэффициентом связи K

котором волноводы a и b разделены зазором шириной h_3, причем коэффициент связи между ними обозначен буквой K Величина K представляет собой экспоненциально убывающую функцию ширины зазора между волноводами и определяется выражением

$$|K| = F\,e^{-\gamma_3 h_3}, \tag{3.1.1}$$

где F — константа, а γ_3 — поперечная компонента волнового вектора электрического поля в области между волноводами. Определим разность

постоянных распространения волноводов $\Delta\beta = \beta_a - \beta_b$ как расстройку между волноводами Эта величина также является параметром, определяющим фазовый синхронизм Введем параметр связи волноводов

$$X \equiv \Delta\beta/2|K|, \tag{3 1 2}$$

который является отношением величины расстройки или волноводного асинхронизма к удвоенному значению коэффициента связи

Чтобы с помощью теории связанных мод найти передачу мощности между двумя связанными волноводами, предположим, что каждая мода сохраняет конфигурацию поля в поперечном направлении несвязанной моды ϕ_a или ϕ_b, но что амплитуда связанной моды изменяется вдоль волновода Если через a и b обозначить амплитуды связанных мод, то распределение полей этих мод можно записать как $a\phi_a$ и $b\phi_b$ Тогда уравнения связанных мод для системы волноводов, изображенной на рис 3 5, запишутся в виде

$$\frac{da}{dz} - j\beta_a a - j|K|\ b = 0, \tag{3 1 3}$$

$$\frac{db}{dz} - j\ \beta_b b - j|K|\ a = 0, \tag{3 1 4}$$

где амплитуды $a(z)$ и $b(z)$ являются функциями координаты z вдоль направления распространения Решение этих уравнений приведено в разд 2 6 3

Теория связанных мод может быть также применена для приближенного описания собственных мод в системе связанных волноводов В отличие от мод отдельных связанных волноводов, собственные моды всей связанной системы распространяются с неизменной амплитудой Собственные моды системы выражаются в виде линейной комбинации несвязаных мод ϕ_a и ϕ_b [3 5]

$$\psi_i \approx d\phi_a + e\phi_b, \tag{3 1 5}$$

$$\psi_j \approx e\phi_a + d\phi_b \tag{3 1 6}$$

Здесь принята нормировка $d^2 + e^2 = 1$ Так как собственные моды являются ортогональными, имеем $\int \psi_i\psi_j^*\ dx = 0$, причем для простоты мы

рассматриваем двумерную систему координат (x, z), где ось x перпендикулярна оси волновода Таким образом,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_a \, \phi_a^* \, dx \approx 1, \quad (3\ 1.7)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_b \, \phi_b^* \, dx \approx 1, \quad (3\ 1.8)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_a \, \phi_b^* \, dx \approx 0, \quad (3.1.9)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_b \, \phi_a^* \, dx \approx 0 \quad (3.1.10)$$

Постоянные e и d связаны с параметром X соотношением

$$f = e/d = -X + (X^2 + 1)^{1/2}, \quad (3\ 1\ 11)$$

которое с учетом нормировки, приведенной выше, дает

$$d = \left[\frac{1}{2} \left[1 + X \, (X^2 + 1)^{-1/2} \right] \right]^{1/2} \quad (3\ 1.12)$$

$$e = \left[\frac{1}{2} \left[1 - X \, (X^2 + 1)^{-1/2} \right] \right]^{1/2} \quad (3\ 1\ 13)$$

Определим отношение e/d как величину f, график которой построен на рис 3.6 Тогда постоянные распространения собственных мод запишутся в виде

$$\beta_i = \bar{\beta} + |K| \, (X^2 + 1)^{1/2}, \quad (3.1.14)$$

$$\beta_j = \bar{\beta} - |K| \, (X^2 + 1)^{1/2}, \quad (3\ 1\ 15)$$

где $\bar{\beta} = (\beta_a + \beta_b)/2$ — среднее значение постоянной распространения

Рассмотрим для примера случай, когда $\Delta\beta = 0$ (случай синхронизма), для которого конфигурация полей изображена на рис.3.7. В этом

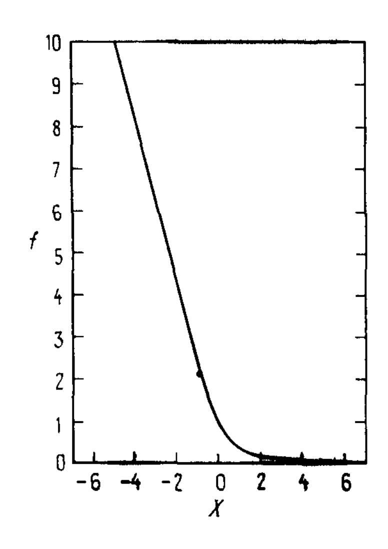


Рис.3.6. Зависимость величины $f = e/d$ от параметра $X = \Delta\beta/ /2|K|$

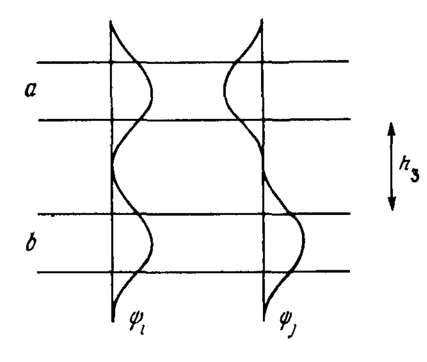


Рис.3.7. Распределения полей собственных мод для двух связанных волноводов при $\Delta\beta = 0$, получеииые в приближении теории связанных мод

случае $X = 0$, т е $e = d$ Собственные моды образуются как линейные комбинации мод несвязанных волноводов с равнымн амплитудами Выше мы упоминали, что в этом случае зависимость от ширины зазора h_3 отсутствует, поэтому в любом волноводе собствеииые моды нмеют одииаковые мощности при любых ширинах зазора При $\Delta\beta \neq 0$ мы видим, что $|K| \to 0$, когда ширина зазора h_3 становится бесконечно большой При этом $X \to \pm\infty$ и, как видно из рнс.3.6, величина $f = e/d$ стремится к 0

или ∞ Этот процесс соответствует рассмотренному выше преобразованию мод, при которой с увеличением ширины зазора мощность собственных мод преимущественно локализуется в одном из двух волноводов (рис 3 4)

Хотя точное решение для собственных мод любой системы связанных волноводов может быть всегда найдено численными методами, процесс вычисления оказывается весьма утомительным и не всегда дает предсказуемые результаты Преимущество теории связанных мод при нахождении собственных решений для системы связанных волноводов заключается в том, что оно дает аналитическое представление, причем мы имеем прямую зависимость от волноводных параметров Поэтому мы будем широко использовать этот подход в нашем изучении волноводных переходов Однако это рассмотрение является приближенным, и, следовательно, необходимо иметь в виду неявное использование предположений, при которых применяется теория возмущений Во-первых, мы предполагаем, что связь является слабой, т е K мало, или из (3 1 1) мы имеем $\gamma_3 h_3 > 1$ Во-вторых, будем считать, что волноводы незначительно отличаются друг от друга, т е расстройка $\Delta\beta$ достаточно мала Эти ограничения станут более очевидными и лучше определенными, когда мы рассмотрим конкретные примеры волноводных переходов

3.2. РЕЗКИЕ И ПЛАВНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

До сих пор мы рассматривали собственные моды в регулярных структурах, т е структурах, поперечное сечение которых не изменяется в направлении распространения оптического сигнала В этом разделе мы исследуем волноводные переходы, в которых волноводная структура изменяется в направлении распространения, но ограничимся случаями, когда эти изменения происходят бесконечно быстро (скачком) или бесконечно медленно (адиабатически) Эти случаи интуитивно понятны, и мы увидим, что они имеют также конкретное математическое определение

3.2.1. Локальные собственные моды

В нашем рассмотрении собственных мод в разд 3 1 1 неявно предполагалось, что эти моды по определению ортогональны, т е удовлетворяют условию ортогональности, приведенному в разд 2 5 5, а именно

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_i (x)\ \psi_j^* (x)\ dx = 0, \qquad (3\ 2\ 1)$$

где x — координата в перпендикулярном к оси волновода направлении В нерегулярных волноводных структурах, изменяющихся в направлении распространеиия, это условие перестает выполняться, и, строго говоря, для них нельзя определять собственные моды Вместо них мы введем понятие «локальной» собственной моды [3 6 — 3 8] в соответствии с рис 3 8 В сечении волновода z_0 мы рассматриваем параметры волновода именно в данном сечеиии и ищем собственные моды такой структуры, которая не изменяется в направлении z Эти собственные решения назовем локальными собственными модами нерегулярного волновода в сечении z_0 В этом случае параметры локальных собственных мод станут функцией координаты z

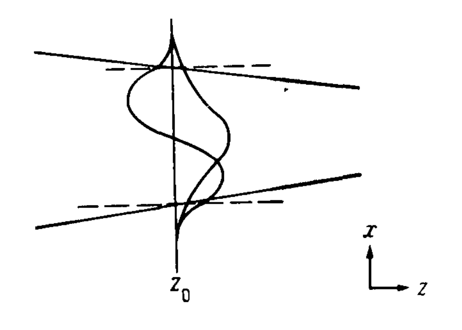


Рис. 3.8. Для определения локальных собственных мод медленноменяющаяся волноводная структура (сплошные линии) заменяется в сечении z_0 регулярным в направлении z волноводом (штриховые линии), что позволяет определить в данном сечении решения, соответствующие локальным собственным модам

В отличие от собственных мод регулярных волноводов амплитуды локальных собственных мод нерегулярных структур необязательно являются константами Происходит передача мощности между различными локальными собственными модами, и мы покажем, что величина этой передаваемой мощности определяется тем, насколько быстро меняется геометрия структуры Методы расчета передачи мощиости между локальными собственными модами являются основной темой этой главы

В нашем рассмотрении мы, как правило, ие будем учитывать связь с модами излучения в волноводном переходе Вопросы такой связи рассматривал Маркузе [3 6, 3 9]

3.2.2. Адиабатический переход

Мы определим плавиый или адиабатический переход как переход между двумя волиоводными структурами, который происходит постепенио вдоль направления распространеиия z, так что в любой точке вдоль перехода от одной волноводной структуры к другой связь между собственными модами пренебрежимо мала В качестве примера можно рассмотреть расходящнеся волноводы на рис 3 4 Если расхождение волноводов происходит достаточно медленно вдоль направления распространения z, то мощность, введенная в одну из локальных собственных мод, будет переноситься в ней на протяжении всего перехода Поле локальной собственной моды может изменять свою конфигурацию в процессе преобразования моды, но, как мы считаем, связь с другой локальной собственной модой отсутствует Мощность, введенная в первую локальиую собственную моду (наибольшее значеиие β), остается в ней же н т д

3.2.3. Резкий переход

Другим крайним случаем является резкнй или ступенчатый переход, в котором параметры волноводной структуры нзменяются скачком, так что происходит значительная передача мощности между локальными собственными модами Предельным случаем резкого перехода является ступенчатая неоднородность, при которой изменение параметров пронсходит в сеченнн z_0 вдоль направления распространения мод Такие ступенчатые неоднородности изображены на рнс 3 9 Передача мощности между локальными собственными модами при ступенчатом переходе может быть найдена из решения граничной задачи на поверхностн разд 3 5

Так как локальные собственные моды волноводной структуры определяются волноводным параметром X [см выражения (3 1 5), (3 1 6) и (3 1 11)], любой ступенчатый переход можно опнсать значениями X_0 и X_1 до н после перехода соответственно Мы используем индексы 0 и 1 для обозначення областей по разные стороны от перехода, как показано на рис 3 9, где направление распространения выбрано слева направо Переход может быть как двумерным — в случае плоских (планарных)

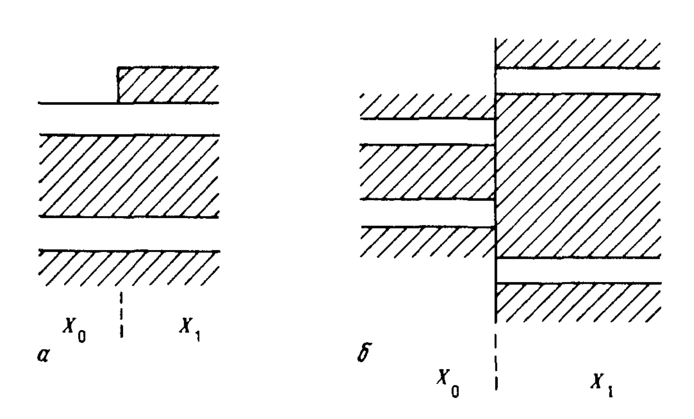


Рис.3.9. Резкие ступенчатые неоднородности, при которых изменение геометрии структуры происходит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения Ступенчатый переход может быть двумерным в планарных волноводах (*а*) или трехмерным в полосковых волноводах (*б*)

волиоводов (рис 3 9,*а*), так и трехмерным — в случае полосковых структур (рис 3 9,*б*) Предположим, что на переход слева падает мода ι единичной мощиости и что переход вызывает передачу мощности P из моды ι в моду j Мода ι, падающая на переход, записывается в виде

$$\psi_{i0} = d_0\, \phi_a + e_0\, \phi_b\,, \tag{3 2 2}$$

а моды на выходе справа от границы раздела даются выражениями

$$(1 - P)^{1/2}\psi_{i1} = (1 - P)^{1/2} d_1\phi_a + (1 - P)^{1/2} e_1\phi_b, \tag{3 2 3}$$

$$P^{1/2}\psi_{j1} = -P^{1/2} e_1\phi_a + P^{1/2} d_1\phi_b \tag{3 2 4}$$

Здесь мы пренебреглн потерями на излучение и предположили, что вся падающая мощность сохраняется в направляемых модах на выходе Требование непрерывности тангенциальных компонент электрического поля на границе (приравнивание коэффициентов при ϕ_a и ϕ_b по обе стороны) прнводит к следующим выражеииям

$$d_0 = (1 - P)^{1/2} d_1 - P^{1/2} e_1, \qquad (3\,2\,5)$$

$$e_0 = (1 - P)^{1/2} e_1 + P^{1/2} d_1 \qquad (3\,2\,6)$$

Подстановка $f_0 = e_0/d_0$ и $f_1 = e_1/d_1$ дает искомое выражение для передачи мощности

$$P = \frac{(f_0 - f_1)^2}{(f_0 - f_1)^2 + (1 + f_1 f_0)^2} . \qquad (3.2.7)$$

Зависимость переданной мощиости P от X_1 при различных значениях X_0 приведена на рис 3 10

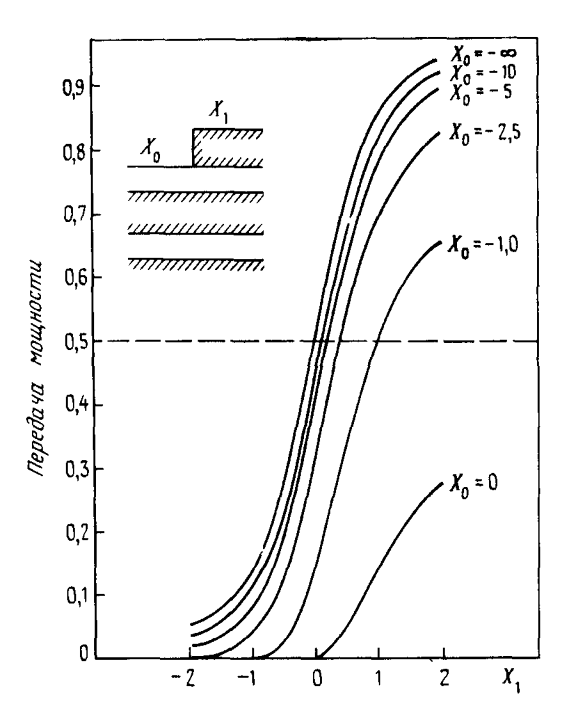


Рис. 3.10. Передача мощности между локальнымн собственными модами i и j на ступенчатой неоднородности с конечным значением параметра $X = X_1$ для различиых начальных значений X_0

3.2.4. Нерегулярный ответвитель

Достигнутое к настоящему времени понимание сущности локальных собственных мод н нх преобразования позволяет объяснить работу сложных устройств, включающих в себя волноводные переходы На рис 3 11 изображен нерегулярный ответвитель [3 10], который состоит

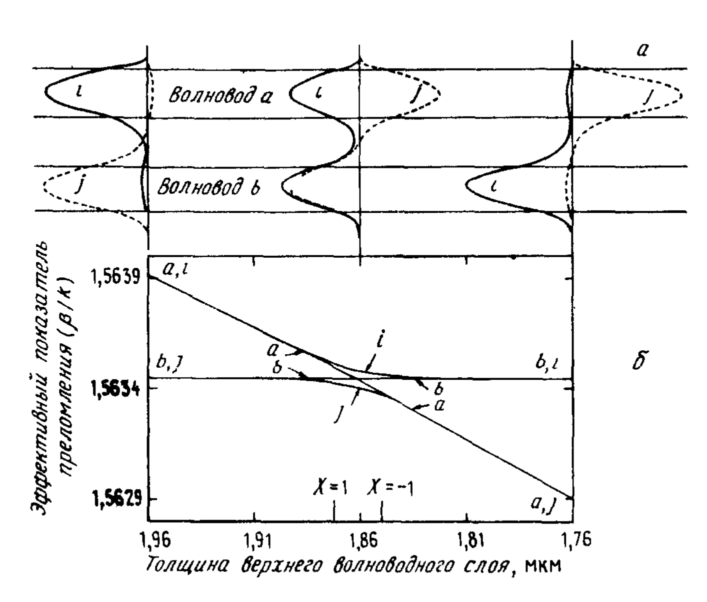


Рис. 3.11. *а* — нерегулярный ответвитель, состоящнй из двух волноводных слоев, толщина верхнего нз которых изменяется по линейному закону, в различных положениях вдоль ответвителя изображены локальные собственные моды *i* и *j*, *б* — эффектнвный показатель преломления (β/k) для обеих мод в зависнмости от координаты вдоль нерегулярного ответвителя, показанного на рис *а*, кривые, обозначенные *i* и *j*, соответствуют локальным собственным модам, а обозначенные *a* н *b* — несвязанным модам двух изолированных трехслойных волноводов

из двух волноводных слоев с постоянной величнной зазора между ними, но с линейно уменьшающейся толщиной верхнего слоя При этом эффектнвный показатель преломлеиия обоих волноводных слоев становится одинаковым в центре устройства Значенне X начннает изменяться от больших положительных величин (слева на рис 3 11), проходит через нуль и достигает больших отрнцательных значенний (справа на рис 3 11) Это устройство работает только в адиабатнческом режиме, без взаимодействия между локальными собственными модами В левой части устройства, где $\Delta\beta$ н X велнки н положительны, локальная соб-

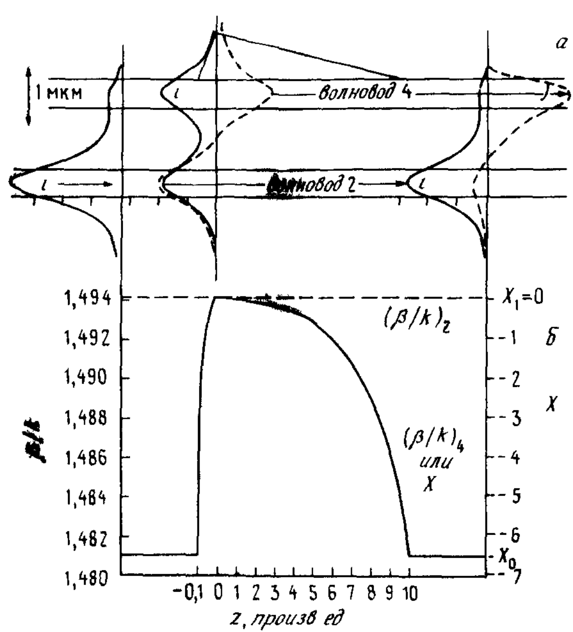
ственная мода i переносится преимущественно волноводом a, а локальная собственная мода j—волноводом b В центре устройства ($X = 0$) локальные собственные моды симметрично разделяются между волноводами Однако справа, где $\Delta\beta$ и X велики и отрицательны, локальная собственная мода i содержится в волноводе b, а мода j переносится волноводом a Таким образом, при вводе мощности в любой волновод на одном из концов устройства будет возбуждена преимущественно одна из локальных собственных мод, которая пройдет через ответвитель без взаимодействия со второй модой, но будет выведена из другого волновода на противоположной стороне устройства Связь между волноводами достигается за счет изменения геометрии структуры, т е происходит преобразование локальных собственных мод

3.2.5. Ответвитель на 3 дБ

Более сложную ситуацию мы имеем для ответвителя на 3 дБ, изображенного на рис 3 12 [3 5] Здесь оба волновода одинаковы и величина зазора постоянна, но верхний слой (слой 5) имеет резкую левую и плавную правую границы, причем в сечении максимума его толщины выполняется условие синхронизма $\Delta\beta = 0$ Как на входе, так и на выходе устройства значение X велико и отрицательно, поэтому локальные собственные моды принадлежат главным образом одному из волноводов Под верхним слоем в соответствии с (3 1 2) мы имеем $X = 0$ и мощность обеих локальных собственных мод разделена поровну между волноводами При вводе оптического излучения слева в моду i (см рис 3 12) поле взаимодействует с резким краем верхнего слоя и происходит разделение оптической мощности между обеими локальными собственными модами При изменении X на границе от $-\infty$ до 0 из рис 3 10 мы видим, что из моды i в моду j передается точно половина мощности, т е происходит ответвление мощности на 3 дБ Относительное изменение фазы между модами i и j, как показано на рис 3 12, нетрудно найти из граничных условий, использованных при выводе выражения (3 2 7), откуда следует, что в волноводе 4 поля мод вычитаются, а в волноводе 2—складываются По мере дальнейшего распространения мод вправо толщина верхнего слоя плавно уменьшается, что приводит к их адиабатическому преобразованию На выходе устройства локальные собственные моды связаны с различными волноводами, так что введенная в волновод 2 мощность делится пополам между ними Устройство работает как делитель (или ответвитель) мощности на 3 дБ Читатель может са-

мостоятельно убедиться в том, что ответвитель действует одинаково в любом иаправленин

Трехмерный вариант такого ответвителя, созданный на основе полосковых волноводов (рис 3 13), с резко сходящимися и плавно расхо-



Рнс.3.12. *а*—сечение волноводного планарного ответвителя на 3 дБ, показаны распределения электрического поля локальных собственных мод i и j в трех поперечных сечениях вдоль направления распространения z, исходная мода i имеет еднничную мощность, преобразование мод соответствует ответвлению на 3 дБ, *б*—зависимость параметра $X = \Delta\beta/2|K|$ и эффективного показателя преломления для изолированных волноводов, слева от $z = 0$ шкала z растянута, чтобы продемонстрировать резкий переход

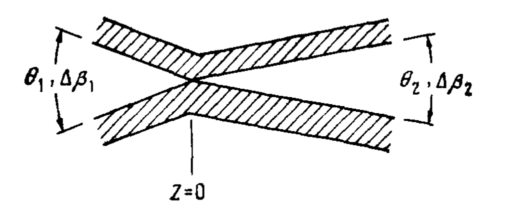


Рис.3.13. Схема двумерного ответвителя на 3 дБ в полосковом варнанте Область преобразования мод ($z < 0$) действует как делитель мощности, а область адиабатического расхождения выходных плеч —как модовый расщепитель

дящимися плечами работает аналогично планарному устройству в соответствии с данным выше объяснением. Этот ответвитель называют 3 дБ-модовым преобразователем [3.5] или гибридиым волноводным ответвителем [3.11].

3.2.6. Направленный ответвитель

Рассмотрим принцип действия системы двух связанных волноводов, показанной на рис.3.14,*а*. Это устройство, называемое направленным ответвителем [3.12], состоит из резко сходящихся плеч, адиабатического участка параллельных связанных волноводов и резко расходящихся плеч. Мы можем предположить, что входные плечи не связаны, т.е. на входе $|K| = 0$ и $|X| = \infty$, но волноводы близки к выполнению условия синхроиизма, так что на участке связи $\Delta\beta \simeq 0$ и $X = 0$ Тогда при вводе единичной мощности в волиовод 1 локальные собственные моды i и j возбуждаются с равными амплитудами и фазамн, как показано на рис.3.14,*б*, на начальном участке связанных волиоводов ($z = 0$). В этом случае амплитуды мод $a_i = a_j = 1/2$, что соответствует реализации идеального делителя мощности. В адиабатической части локальные собственные моды распространяются с различными постоянными распространения β_i и β_j и интерферируют по мере распространения к концу участка на $z = L$. Амплитуды мод в каждом из волноводов выражаются как

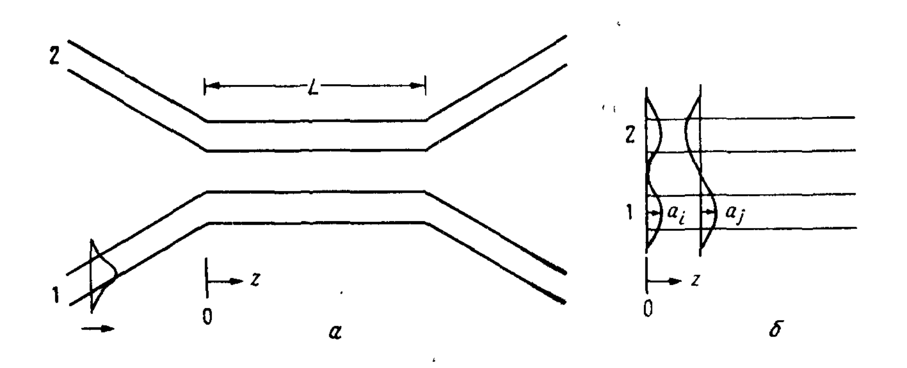


Рис.3.14. Направленый ответвитель с участком связи длиной L (*а*). Ввод мощности в волновод 1 на рис.*а* приводит к возбуждению собственных мод i и j в сечении $z = 0$, как показано на рис. *б*.

$$\psi_1 = \left[e^{j\beta_i z} + e^{j\beta_j z}\right] / 2, \qquad (3.2.8)$$

$$\psi = \left[e^{j\beta_i z} - e^{j\beta_j z}\right] / 2, \qquad (3.2.9)$$

а мощности, переносимые модами, даются выражениями

$$P_1 = \psi_1\psi_1^* = \left[1 + \cos \Delta\beta_{ij} z\right] / 2, \qquad (3.2.10)$$

$$P_2 = \psi_2\psi_2^* = \left[1 - \cos \Delta\beta_{ij} z\right] / 2, \qquad (3.2.11)$$

где $\Delta\beta_{ij} = \beta_i - \beta_j$ — разность постоянных распространения собственных мод. Полиая передача мощности происходит на конце интерференционного участка, когда $P_2(L) = 1$ или $L = \pi/\Delta\beta_{ij}$. Из (3.1.14) и (3.1.15) имеем $\Delta\beta_{ij} = 2|K|$ при $X = 0$. Тогда условие полиой передачи при синхронизме может быть записано в виде $L = \pi/2|K|$ На длине $z = L$ реализуется идеальное деление мощности при условии, что распределение мощиости на выходных расходящихся плечах устройства повторяется при $z = L$. Выражения (3.2.10) и (3.2.11) дают значеиия мощиостей иа выходе устройства Очевидно, что работа направлениого ответвителя становится более сложной, еслн не выполияется условие сиихроиизма или еслн входные и выходные плечи устройства не являются идеальиыми делителями мощиости.

3.3. СВЯЗЬ ЛОКАЛЬНЫХ СОБСТВЕННЫХ МОД

До сих пор мы ограиичивались рассмотреиием лишь предельиых случаев плавных илн резких переходов Для излучения любых переходов необходимо ввести соответствующий математический формализм. Мы показали, что регулярные связаиные волноводиые структуры, которые не измеияются в направлении распространеиия, могут быть описаиы с помощью ортогональных собствеиных мод. В описаиие же иерегуляриых структур, которые измеияются в иаправлеиии распространеиия, мы ввели понятие локальных собственных мод. Покажем теперь, что действие волноводиых переходов можно описать с помощью связн между локальиыми собствениыми модами и что эта связь определяется путем иахождеиия интеграла перекрытия полей локальных собствениых мод в сечении перехода.

3.3.1. Уравнения для связанных амплитуд

Мы начнем с рассмотрения связанных волноводов, изображенных на рис 3 15, где в некоторой точке вдоль направления распространения z имеет место небольшое ступенчатое изменение ширины зазора h_3 [3 1] Предположим, что на ступеньку падают волноводные моды, представляющие интерес Задача заключается в нахождении амплитуд прошедших мод при условии, что на ступеньке непрерывны поперечные компоненты электрического поля Рассмотрим две поперечно-электрические направляемые моды i и j Электрическое поле направляемых мод можно записать в виде

$$E_y = a(z)\ \mathcal{E}(x,\ z)\ e^{j\alpha(z)}, \tag{3 3 1}$$

где

$$\alpha\ (z) = \beta z + \phi \tag{3 3 2}$$

Здесь $a(z)$ — вещественная амплитуда в точке z, $\mathcal{E}(x,z)$ — вещественное распределение поля, зависящее от x, β — постоянная распространения моды и ϕ — начальная фаза Предположим, что влияние отраженного излучения $E^{\text{отр}}$ на ненаправляемые моды пренебрежимо мало При этом переданное в ненаправляемые моды излучение $E^{\text{перед}}$ учитывается точно Граничные условия для ТЕ-мод требуют непрерывности компонент E_y и

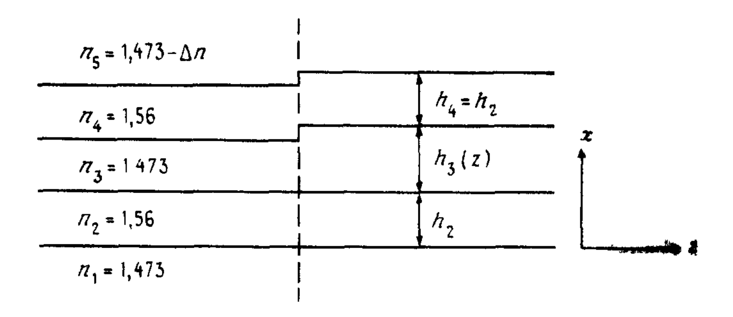


Рис. 3.15. Ступенчатая неоднородность, позволяющая приближенно описать плавные изменения ширины зазора. Выбранная асимметрия соответствует планарной геометрии

H_x на границе ступеньки в сечении z Таким образом мы получаем уравнения

$$E_y \quad a_{i0}\,\mathcal{E}_{i0}\,e^{j\alpha_{i0}} + a_{j0}\,\mathcal{E}_{j0}\,e^{j\alpha_{j0}} + a^R_{i1}\,\mathcal{E}_{i0}\,e^{-j\alpha^R_{i0}} +$$

$$+ a^R_{j0}\,\mathcal{E}_{j0}\,e^{-j\alpha^R_{j0}} + E^{\text{отр}} =$$

$$= a_{i1}\,\mathcal{E}_{i1}\,e^{j\alpha_{i1}} + a_{j1}\,\mathcal{E}_{j1}\,e^{j\alpha_{j1}} + E^{\text{перед}} \qquad (3.3.3)$$

$$H_x:\ \beta_{i0}a_{i0}\,\mathcal{E}_{i0}\,e^{j\alpha_{i0}} + \beta_{j0}a_{j0}\,\mathcal{E}_{j0}\,e^{j\alpha_{j0}} - \beta_{i0}a^R_{i0}\,\mathcal{E}_{i0}\,e^{-j\alpha^R_{i0}}$$

$$- \beta_{j0}a^R_{j0}\,\mathcal{E}_{j0}\,e^{-j\alpha^R_{j0}} + H^{\text{отр}} =$$

$$= \beta_{i1}a_{i1}\,\mathcal{E}_{i1}\,e^{j\alpha_{i1}} + \beta_{j1}a_{j1}\,\mathcal{E}_{j1}\,e^{j\alpha_{j1}} + H^{\text{перед}}, \qquad (3\ 3\ 4)$$

где индексы 0 и 1 используются для обозначения соответственно падающей и прошедшей волн на ступенчатой неоднородности, а a^R—амплитуда отраженной направляемой моды Умножение на поле прошедшей волны и интегрирование по x приводят к исключению членов, соответствующих прошедшим ненаправляемым модам, вследствие их ортогональности

Наша цель теперь получить итерационные выражения для a_{j1} и α_{j1} из (3 3 3) и (3 3 4) Если мы предположим, что взаимное перекрестное отражение мод i и j мало, то умножение этих выражений на $\int\mathcal{E}_{i1}\,dx$ и вычитание полученных результатов дают приближенное выражение для a^R_{i0}, которое принимает вид

$$a^R_{i0}\,e^{j\alpha R_{i0}} \sim \left[\frac{\beta_{i0}-\beta_{i1}}{\beta_{i0}+\beta_{i1}}\right] a_{i0}\,e^{a_{i0}} + O\left[a_{j0}\int\mathcal{E}_{j0}\,\mathcal{E}_{i1}\,dx\right] \qquad (3.3.5)$$

Умножим теперь (3 3 3) и (3 3 4) на $\int\mathcal{E}_{j1}\,dx$ и вычтем член при a^R_{j0}

$$a_{j1}I_{j1,j1}\,e^{j\alpha_{j1}} \sim a_{i0}I_{i0,j1}\,e^{j\alpha_{i0}} + a_{j0}I_{j0,j1}\,e^{j\alpha_{j0}} +$$

$$+ O\left[a_{j0}I_{j0,i1}I_{i0,j1}\right], \qquad (3.3.6)$$

здесь мы пренебрегли малым различием в постоянных распространения как между модами, так и по обе стороны от ступеньки Тогда

$$I_{\gamma\delta\delta} = \int \mathcal{E}_\gamma \, \mathcal{E}_\delta \, dx, \qquad \gamma, \delta = i, j. \tag{3.3.7}$$

Выражение (3.3 6) обычно нормируется введением модовой амплитуды (a^s), которая соответствует единичной мощности. В любой точке z амплитуда a^s связана с мощностью моды P выражением

$$\sqrt{P_\gamma} = 1 = a_\gamma^s \sqrt{\frac{\beta_\gamma}{2k_0} I_{\gamma,\gamma}}, \qquad \gamma = i, j, \tag{3.3.8}$$

где k_0 — постоянная распространения в вакууме. Деля величины в (3.3.6) на соответствующие множители правой части выражения (3.3 8) и пренебрегая членами, которые содержат квадраты интеграла перекрытия между различными модами по обе стороны от ступеньки, имеем

$$A_{i1} e^{j\alpha_{i1}} = c_{ij} A_{i0} e^{j\alpha_{i0}} + c_{ji} A_{j0} e^{j\alpha_{j0}}. \tag{3.3 9}$$

Здесь $A_\gamma = a_\gamma / a_\gamma^s$ — отношение модовой амплитуды при наличии преобразования мод к амплитуде, соответствующей единичной мощности. Коэффициент c_{ij} дается выражением

$$c_{ij} \propto \frac{I_{i0,j1}}{\sqrt{I_{i0,i0} I_{j1,i_1}}}, \tag{3.3.10}$$

а c_{jj} получается подстановкой j вместо i в (3.3.10).

3.3.2. Дифференциальная форма уравнений связанных амплитуд

Уравнения (3.3.9) и (3.3 10) для связанных амплитуд описывают взаимодействие между локальными собственными модами на отдельной ступеньке. Один из подходов, который мы будем использовать в дальнейшем, заключается в представлении исследуемого волноводного перехода в виде большого числа малых ступенек и использовании итерационных выражений для нахождения амплитуд поля на выходе устройства [3.9]. Однако сейчас мы преобразуем эти уравнения к дифференциальной форме и покажем, что они имеют аналитические решения для переходов некоторых конкретных видов [3.13] Эти решения представляют интерес для дальнейшего рассмотрения рупоров и разветвителей.

Из (3.3.9) и парного ему выражения для A_{j1} уравнения связанных амплитуд запишутся в виде

$$A_{j1} = \sum_{\gamma} c_{\gamma i} A_{\gamma 0}, \qquad \gamma = i, j, \tag{3.3.11}$$

$$A_{i1} = \sum_{\gamma} c_{\gamma j} A_{\gamma 0}, \qquad \gamma = i, j \tag{3.3.12}$$

Эти уравнения связывают амплитуды переданной локальной собственной моды на стороне 1 малой ступеньки с локальной собственной модой на стороне 0. Амплитуды нормированы таким образом, чтобы значению $|A| = 1$ соответствовала единичная мощность. Обобщим понятие ступенчатой неоднородности на случай, когда при переходе через ступеньку произвольный параметр P изменяется от P до $P + \delta P$. Таким образом, P может быть шириной полоскового волновода в рупорном переходе или шириной зазора в системе расходящихся связанных волноводов. Мы считаем, что c_{ij} пропорционально изменению δP при переходе через ступеньку, и избавимся от этой зависимости, введя новый коэффициент

$$C_{ij} = \lim_{\delta P \to 0} \left[\frac{c_{ij}}{\delta P} \right]. \tag{3.3.13}$$

При малой высоте ступеньки $c_{jj} = c_{ii} \approx 1$, $c_{ij} = -c_{ji} = C_{ij}\delta P$ и уравнения (3.3.11) и (3.3.12) принимают вид

$$A_{j1} - A_{j0} = C_{ij}\, \delta P A_{i0}, \tag{3.3.14}$$

$$A_{i1} - A_{i0} = -C_{ij}\, \delta P A_{j0}. \tag{3.3.15}$$

Если определить изменение амплитуд между ступеньками, на которых P получает приращение $A_i = |A_i| \exp [j(\beta_i z + \phi_i)]$, то в результате получим дифференциальные уравнения, описывающие связь между локальными собственными модами, а именно

$$\frac{dA_j}{dz} = C_{ij} \frac{dP}{dz} A_i + jB_j A_j, \tag{3.3.16}$$

$$\frac{dA_i}{dz} = -C_{ij} \frac{dP}{dz} A_j + j\beta_i A_i; \tag{3.3.17}$$

здесь β_i и β_j — постоянные распространения локальных собственных мод.

Если $C_{ij}\ dP/dz = 0$, то передачи мощности между модами не происходит, и преобразование локальной собственной моды i описывается фазовым множителем $\exp\,[\mathrm{j} \int_0^z \beta_i\ dz']$. Для удобства мы рассмотрим приведенные модовые амплитуды a_i и a_j такие, что

$$a_i = A_i \exp\left[-\mathrm{j} \int_0^z \beta_i\ dz'\right], \tag{3.3.18}$$

$$a_j = A_j \exp\left[-\mathrm{j} \int_0^z \beta_j\ dz'\right]. \tag{3.3.19}$$

В этих обозначениях уравнения (3.3.16) и (3.3.17) преобразуются к виду

$$\frac{da_j}{z} = C_{ij} \frac{dP}{dz} a_i \exp\left[\mathrm{j} \int_0^z (\beta_i - \beta_j)\ dz'\right], \tag{3.3.20}$$

$$\frac{da_i}{dz} = -C_{ij} \frac{dP}{dz} a_j \exp\left[-\mathrm{j} \int_0^z (\beta_i - \beta_j)\ dz'\right]. \tag{3.3.21}$$

Изменение величины P вдоль z определяется формой перехода. Однако уравнения (3.3 20) и (3.3.21) имеют аналитические решения лишь для иекоторых форм перехода. Для перехода, описываемого выражением

$$\frac{dP}{dz} = \gamma\left[\frac{\Delta\beta_{ij}}{C_{ij}}\right], \tag{3.3.22}$$

где $\Delta\beta_{ij} = \beta_i - \beta_j$, а γ — произвольная постоянная, уравнения (3.3.20) и (3.3.21) принимают вид

$$\frac{da_j}{du} = \gamma e^{\mathrm{j}u} a_i\ . \tag{3.3.23}$$

$$\frac{da_i}{du} = -\gamma e^{-\mathrm{j}u} a_j \tag{3.3.24}$$

где

$$u = \int_0^z \Delta\beta_{ij}\ dz' = \int_{P_0}^{P} \frac{C_{ij}}{\gamma}\ dP\ , \tag{3.3.25}$$

а $P(z) = P_0$ при $z = 0$. Уравнения (3.3.23) и (3.3.24) записаны в

стандартном виде уравнений связанных амплитуд и имеют аналитическое решение

$$a_j = a_{i0}\frac{2\gamma}{\left[4\gamma^2+1\right]^{1/2}}e^{ju/2}\sin\left[\frac{1}{2}\left[4\gamma^2+1\right]^{1/2}u\right], \quad (3.3.26)$$

$$a_i = a_{i0}e^{-ju/2}\left\{\cos\left[\frac{1}{2}\left[4\gamma^2+1\right]^{1/2}u\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{j}{(4\gamma^2+1)^{1/2}}\sin\left[\frac{1}{2}\left[4\gamma^2+1\right]^{1/2}u\right]\right\} \quad (3.3.27)$$

с начальными условиями $a_i = a_{i0}$ и $a_j = 0$ при $z = 0$.

Величину γ можно рассматривать как степень связи между локальными собственными модами. При $\gamma < 1$ передаваемая в моду j мощность осциллирует вдоль z, однако при малых γ она принимает максимальное значение

$$\frac{P_j^{\text{макс}}}{P_{i0}} = \frac{(a_j a_j^*)_{\text{макс}}}{(a_{i0}a_{i0}^*)} = \frac{4\gamma^2}{4\gamma^2+1}. \quad (3.3.28)$$

При больших γ величина передаваемой мощности ограничивается значением $\sin\left[\left[4\gamma^2+1\right]^{1/2}u/2\right]$. Поэтому адиабатические структуры должны иметь значения $\gamma \ll 1$, в то время как для резких переходов требуется выполнение условия $\gamma > 1$ Рассмотренная выше теория справедлива, если главная связь осуществляется между модами i и j, а связь с остальными модами пренебрежимо мала

Форма перехода, описываемая выражением (3.3.22), соответствует тому, что $(dP/dz)(C_{ij}\ /\ \Delta\beta_{ij})$ является постоянной на всем протяжении перехода. Это есть случай постоянной сильной связи, определенной Люиселлом [3.8], а именно случай, когда воздействие, приводящее к преобразованию локальных собственных мод, является постоянным. Если усреднить влияние интерференции, то получим переход, который является наиболее коротким для достижения заданной величины преобразования мод.

3.3.3. Представление теории связанных мод для C_{ij}

До сих пор мы рассматривали связь между локальными собственными модами, определяемую коэффициентом связи C_{ij}. Эту величину нетрудно найти, вычисляя интеграл перекрытия между локальными собственны-

ми модами на малой ступеньке или, поскольку мы имеем аналитические представления локальных собственных мод из теории связанных мод, используя эти представления с целью получения аналитического выражения для C_{ij} [3.14] Выполним это для разветвляющейся структуры (рис.3.16), в которой зазор между двумя волноводами увеличивается скачком. Из (3 3 10) и (3.3.13) имеем

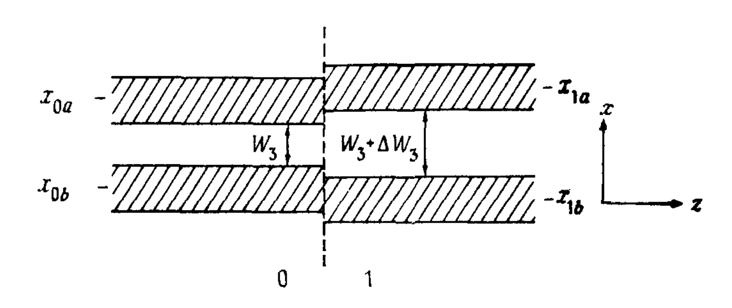


Рис.3.16. Одна из малых ступенчатых неоднородностей, позволяющая описать разветвитель симметричной формы ($x_{1a} - x_{0a} = x_{0b} - x_{1b}$)

$$c_{ij} = C_{ij}\ \Delta W_3 \simeq \int_{-}^{\infty} \psi_{i0}\psi_{j1}\ dx\ , \tag{3.3.29}$$

где ΔW_3—увеличение ширины зазора между двумя волноводами на ступеньке, ψ_{i0} соответствует ψ_i до ступеньки со стороны 0, а ψ_{j1} соответствует ψ_j после увеличения W_3 со стороны 1. В приближении теории связанных мод из (3.1.5) и (3.1 6) находим

$$\psi_{i0} = d_0\phi_a(x - x_{0a}) + e_0\phi_b(x - x_{0b}), \tag{3.3.30}$$

$$\psi_{j1} = -e_1\phi_a(x - x_{1a}) + d_1\phi_b(x - x_{1b}), \tag{3.3 31}$$

где x_{0a}—координата, соответствующая центру волновода a со стороны 0, x_{0b}—координата центра волновода b со стороны 0, а x_{1a} и x_{1b}—центры волноводов a и b со стороны 1. Здесь обозначения d_0 и e_0 относятся к стороне 0, а d_1 и e_1—к стороне 1. С учетом (3.3.30) и (3.3.31) величину C_{ij} можно записать в виде

$$C_{ij}\,\Delta W_3 = -d_0 e_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_a(x - x_{0a})\phi_a(x - x_{1a})dx +$$

$$+\ e_0 d_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_b(x - x_{0b})\phi_b(x - x_{1b})dx, \qquad (3.3.32)$$

считая, что (**для** хорошо разделенных волноводов)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_a(x - x_{0a})\phi_b(x - x_{1b})\,dx =$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_b(x - x_{0b})\phi_a(x - x_{0a})\,dx = 0. \qquad (3.3.33)$$

Если

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_a(x - x_{0a})\phi_a(x - x_{1a})dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_b(x - x_{0b})\phi_b(x - x_{1b})\,dx \approx 1, \qquad (3.3.34)$$

то

$$C_{ij}\,\Delta W_3 = e_0 d_1 - d_0 e_1. \qquad (3.3.35)$$

Используя обозначение $f = e/d$, выражение (3.3.35) **можно** переписать в виде

$$C_{ij}\,\Delta W_3 = d_0 d_1 (f_0 - f_1) \simeq \frac{-1}{1 + f^2}\,\frac{\partial f}{\partial W_3}\,\Delta W_3\,, \qquad (3.3.36)$$

а из (3.1.1), (3.1.2) и (3.1.11) получим

$$\frac{\partial f\,(W_3)}{\partial W_3} = \frac{\gamma_3 \beta}{2|K|}\left[\frac{\Delta\beta}{\Delta\beta^2 + 4|K|^2} - 1\right], \qquad (3.3.37)$$

откуда находим

$$C_{ij} = \frac{\gamma_3 X}{2(X^2 + 1)}\,. \qquad (3.3.38)$$

Уравнение (3.3.34) справедливо лишь **для симметричного изменения**

ширины зазора (при $x_{1a} - x_{0a} = x_{0b} - x_{1b}$), т.е. для симметричной формы разветвителя. Если же разветвитель несимметричеи, то величина C_{ij} будет включать в себя добавку, которая не зависит от отиошеиия e/d и ие учитывается выражением (3.3.38). Например, ступенчатая неоднородность, изображеииая иа рис.3.15, не является симметричиой и к ней иепримеиима модель симметричного разветвителя.

3.4. ДВУХПЛЕЧЕВЫЕ РАЗВЕТВИТЕЛИ

В этом разделе мы рассмотрим реальиые волноводные переходы, являющиеся промежуточными между резкими и плавными. Кроме того, необходимо научиться находить критерии, которые определяли бы для данной структуры пределы резких и плавных переходов. В качестве примеров рассмотрим расходящийся волновод, который может быть разветвителем, как на рис.3.17,*а*, или расходящийся участок двух сильно связаиных волиоводов, как на рис 3.17,*б*. Важно заметить, что этот метод рассмотреиия применим и к переходам, расположенным иа концах иаправленного ответвителя, которые обычно рассматриваются как резкие.

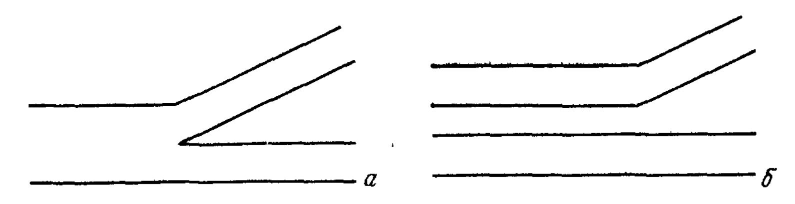


Рис.3.17. Два типа расходящихся оптических волиоводов. Распространение излучения в обеих структурах можио описать эквивалеитным образом, если на рис.*б* связь между параллельными участками достаточно велика, чтобы собственные моды имелись в обоих волноводах.

3.4.1. Ступенчатая аппроксимация волноводного разветвителя

Рассмотрим ступенчатую модель рис 3.15, где Δn является параметром асимметрии. Передача мощности между локальными собственными модами на ступеньке определяется выражением (3.3.9) и парным ему выражением для моды i. Коэффициент связи мод c_{ij} дается выражением (3.3.10). Ступенчатая модель была использована для приближенного описания прямолинейных разветвителей с различной расходимостью и асимметрией [3.1] При этом для расчета постоянных распространеиия и распределения поля между ступеньками, а также для определения ко-

эффициентов связи между модами и итерационного нахождения изменения амплитуд мод иа каждой ступеньке применялись вычисления с помощью компьютера.

Распределеиия электрического поля в зависимости от увеличивающейся ширины зазора показаиы на рис.3.4. На рис 3 18 приведеиа зависимость коэффициента связи c_{ij} от величины зазора для различных параметров асимметрии. В этом случае коэффициеит c_{ij} первоначально положителеи, а затем изменяется до отрицательных значеиий. Знак при c_{ij} определяется из начальных значеиий фаз мод, указанных на рнс.3.4. Первоиачально положительное значение коэффициента связи при $\Delta n = 10^{-2}$ или 10^{-3} является следствием геометрической асимметрии разветвителя, показаиного на рис.3.15 (разд.3.3.3). На рис.3.18 указаиа также для каждого параметра асимметрии область преобразования мод, в которой мощность, разделеиная поровиу между плечами устройства, переходит к одиому из выходов разветвителя. Это преобразование происходит более плавно в зависимости от ширины зазора по ме-

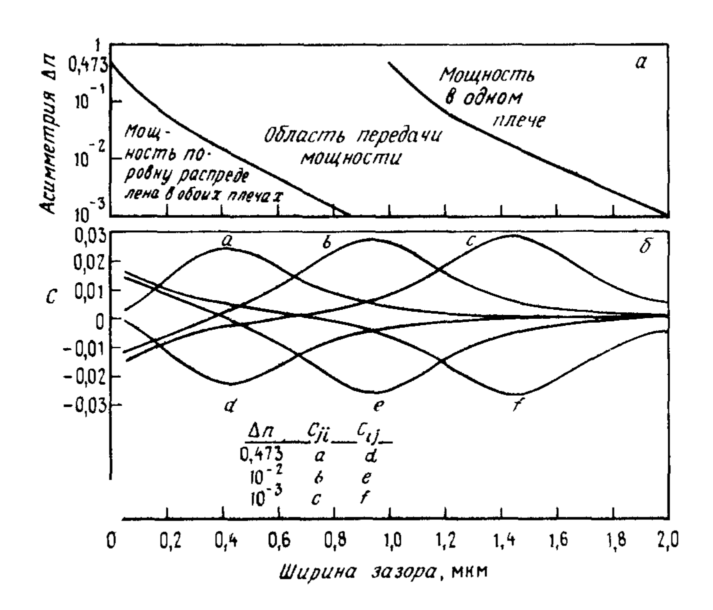


Рис.3.18. *а* — зависимость ширины зазора, при которой мощность передается из обоих плеч в одно, от величиины асимметрии; *б* — завнсимость коэффициеитов связи между модами от ширины зазора для различных величин асимметрин; коэффициенты связи между модами принимают наибольшие значеиия в области преобразования мод.

ре перехода к более симметричным структурам. Область преобразования мод совпадает также с максимумом величины c_{ij} при любом параметре асимметрии, так как интегралы перекрытия между модами i и j достигают наибольшего значения, когда форма моды испытывает наибольшее изменение.

На рис.3.19 показаны значения вычисленных модовых амплитуд как функции ширины зазора для двух величин расходимости и асимметрии. В обоих случаях мы имеем на входе моду i. При большей асимметрии (Δn = 0,473; расходимость 1/200) по существу не происходит передачи мощности в моду j, в то время как в более симметричном случае (Δn = 10^{-2}; расходимость 1/100) имеет место существенная передача мощности в моду j. Вообще, увеличение передачи мощности из моды i в моду j происходит, когда плечи располагаются более симметрично (малые Δn) и увеличивается расходимость (в пределе скачком).

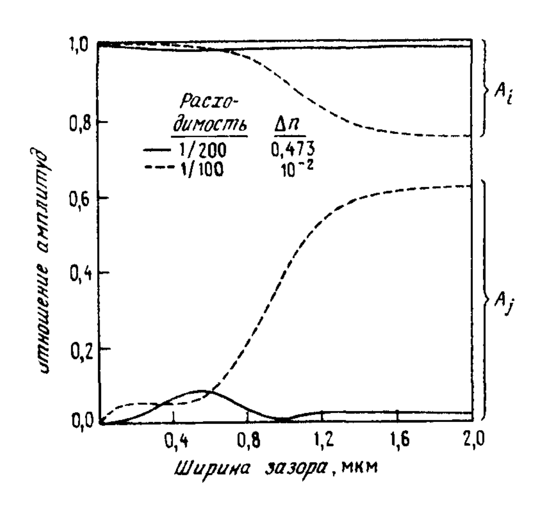


Рис.3.19. Зависимость отношения модовых амплитуд от ширины зазора при преобразовании моды i в моду j в модели волноводного разветвителя.

Это поведение можно понять, рассматривая выражение (3.3.9), когда условие

$$\left[\beta_{i0} - \beta_{j1} \right] z \simeq 0 \qquad (3\,4.1)$$

удовлетворяется на всей длине разветвителя. При малой ступеньке перехода $\beta_{j0} \approx \beta_{j1}$, и мы имеем

$$\left[\beta_{j0} - \beta_{j1}\right]z \approx 0. \qquad (3.4.2)$$

Уравнение (3.4.1) выполняется для плавно расходящихся **и для** почти симметричных плеч, моды которых являются почти вырожденными. Уравнение (3.3.9) можно записать также в вещественной форме:

$$A_{j1} = c_{ij} A_{i0} \cos(\phi_{i0} - \phi_{j1}) + c_{ij} A_{j0} \cos(\phi_{j0} - \phi_{j1}), \qquad (3.4.3)$$

$$0 = c_{ij} A_{i0} \sin(\phi_{i0} - \phi_{j1}) + c_{jj} A_{j0} \sin(\phi_{j0} - \phi_{j1}). \qquad (3.4.4)$$

Если мы зададим для моды i начальное значение фазы $\phi_{i0} = 0$ и предположим, что ступенчатая неоднородность достаточно мала, т.е. фаза моды j изменяется незначительно на ступеньке, т.е. $\phi_{j0} - \phi_{j1} \approx 0$, то уравнения (3.4.3) и (3.4.4) удовлетворяются при $\phi_{j1} = 0$ или π. Различие между этими случаями может быть выяснено при преобразовании (3.4.4) к виду

$$\operatorname{tg} \phi_{j1} = \frac{c_{ij} A_{i0} \sin \phi_{i0} + c_{ij} A_{j0} \sin \phi_{j0}}{c_{ij} A_{i0} \cos \phi_{i0} + c_{jj} A_{j0} \cos \phi_{j0}}. \qquad (3.4.5)$$

Если бы c_{ij} было всегда отрицательным, то ϕ_{j1} принимало бы значение π и взаимодействие мод происходило бы по всей длине расходящегося участка. Если c_{ij} первоначально положительно, а затем принимает отрицательное значение ($\Delta n = 10^{-2}, 10^{-3}$), то $\phi_{j1} = 0$ до тех пор, пока знаменатель в (3.4.5) не станет отрицательным при

$$c_{ij} = -c_{jj} \frac{A_{j0}}{A_{i0}}, \qquad (3.4.6)$$

после чего опять $\phi_{j1} = \pi$. Как только ϕ_{j1} примет значение π, взаимодействие мод возобновится.

Характер изменения фазы в этих двух случаях показан на рис.3.20, где c_{ij} и $\cos(\alpha_{i0} - \alpha_{j1})$ изображены в зависимости от ширины зазора. В случае сильной асимметрии и малого значения угла расходимости ($\Delta n = 0{,}473$; расходимость 1/200) фазовый параметр быстро осциллирует в области больших значений c_{ij} и накопления преобразованных модовых амплитуд за счет взаимодействия не происходит. В случае малой асимметрии и большей расходимости плеч ($\Delta n = 10^{-2}$; расходимость 1/100) относительное изменение фаз $\alpha_{i0} - \alpha_{j1}$ сохраняет значение π на протяжении всего максимума зависимости c_{ij}, что приводит к непрерывному накоплению модового взаимодействия. Таким образом, поле моды, преобразуемой в моду j, должно изменяться синфаз-

но с ней для обеспечення накопления модового преобразования. Здесь, как и в других случаях взаимодействия мод, нмеет место выполнение условия синхронизма.

Распределения электрического поля для этнх двух случаев аснмметрин и величины расходимости показаны на рис.3 21. В отсутствие взаимодействня мод (рис.3 21,*а*) поле оказывается локализованным в нижнем плече разветвителя. Этот вариант соответствует плавному, или аднабатическому, режиму, при котором отсутствует межмодовая связь. Таким образом, разветвитель является модовым расщепителем, у которого, как показано на рис.3 4, собственная мода i выводится через нижиее, а мода j—через верхнее плечо. В случае преобразования мод (рис.3.21,*б*) мощность передается из выходной моды i в моду j. Фаза моды j определяется фазой входной моды i, и разветвитель работает за счет пространственного разделения входной моды между плечами. Этот режим соответствует делителю мощностн.

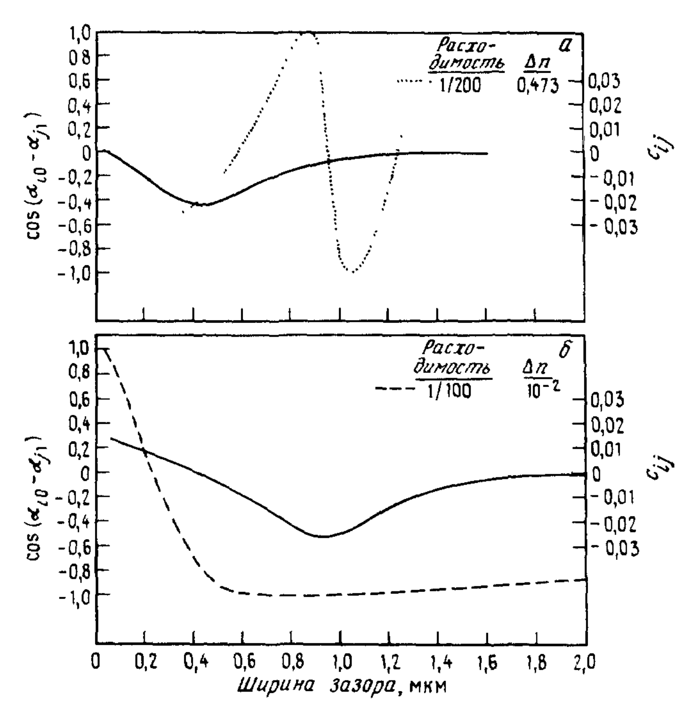


Рис.3.20. Завнсимость фазового параметра и коэффициента межмодовой связи для разлнчных велнчин расходимости и асимметрии от ширины зазора. *а*—расходимость 1/200, Δn = 0,473; *б*—расходимость 1/100, $\Delta n = 10^{-2}$.

Соображения, использованные при обсуждении уравнений (3.4.1)–(3.4.5), приводят к выводу о том, что до тех пор пока, выполняется соотношение

$$\left[\beta_{i0} - \beta_{j1}\right] \Delta z \ll \pi/2, \tag{3.4.7}$$

имеет место значительное взаимодействие мод и устройство работает как делитель мощности. В случае же, когда

$$\left[\beta_{i0} - \beta_{j1}\right] \Delta z \gg \pi/2, \tag{3.4.8}$$

результирующего преобразования мод не происходит и устройство работает как модовый расщепитель. Здесь Δz определяет протяженность об-

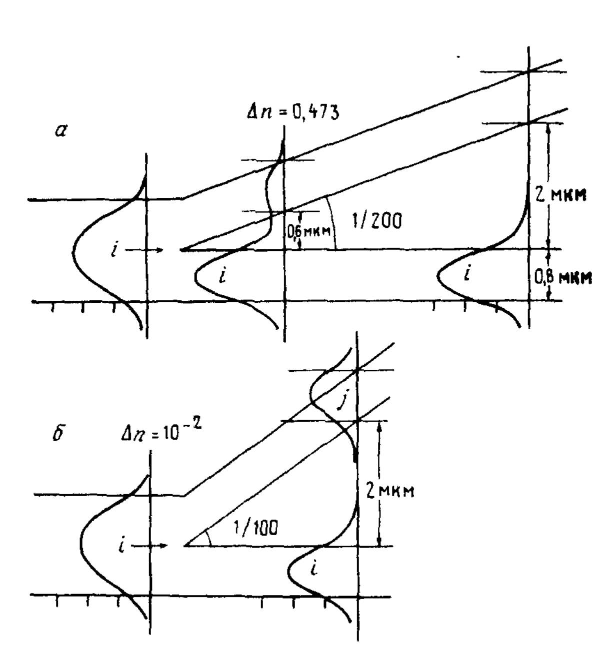


Рис.3.21. Примеры волноводных разветвителей, работающих в режиме модового расщепления (*а*) и делителя мощности (*б*). Конфигурация полей мод соответствует значениям показателей преломления, указанным на рис.3.15. На рис.*а* 98% мощности сохраняется в моде i, а на рис.*б* осуществляется следующее перераспределение мощности: 55% в моду i и 36% в моду j.

ласти, в которой находятся значения c_{ij}, дающие существенный вклад в преобразование. Таким образом, ширина пика c_{ij} может оказывать

влияние на величину совокупного взаимодействия мод, однако положение пика не играет роли. Для линейного расходящегося участка имеем

$$\Delta z = \frac{\Delta h_3}{\theta}, \tag{3.4.9}$$

где Δh_3 — ширина максимума величины c_{ij} в единицах ширины зазора (измеряемой по уровню половины максимума), а θ — угол расхождения волноводов. Ясно, что здесь влияние оказывают только те углы расхождения, для которых c_{ij} принимает существенные значения.

Далее можно применить теорию связанных мод, чтобы получить более удобное представление условий (3.4.7) и (3.4.8). Используя (3.3.13) и (3.3.38), теория связанных мод позволяет получить

$$c_{ij} = \frac{\gamma_3 \delta h_3 X}{2(X^2 + 1)}. \tag{3.4.10}$$

Из этого выражения мы можем определить, что c_{ij} имеет максимум при $X = 1$, или при ширине зазора

$$(h_3)_{\text{макс}} = -\frac{1}{\gamma_3} \ln\left[\frac{\Delta\beta}{2F}\right]. \tag{3.4.11}$$

Полуширина максимума c_{ij} равна

$$\Delta h_3 = 2{,}6/\gamma_3. \tag{3.4.12}$$

В представлении теории связанных мод величина $\Delta\beta_{ij} = \beta_i - \beta_j$ получается вычитанием друг из друга выражений (3.1.14) и (3.1.15):

$$\Delta\beta_{ij} = 2|K|(X^2 + 1)^{1/2}, \tag{3.4.13}$$

причем при $X = 1$ мы имеем

$$\Delta\beta_{ij} = \sqrt{2}\,\Delta\beta. \tag{3.4.14}$$

Если приближенно записать $\beta_{i0} - \beta_{j1} \approx \Delta\beta_{ij}$, то критерии для резкого (делитель мощности) или плавного (модовый расщепитель) разветвления волноводов [см. выражения (3.4.7) и (3.4.8)] принимают вид

$$\frac{\Delta\beta}{\theta\gamma_3} \gtrless 0{,}43, \tag{3.4.15}$$

где мы использовали выражения (3.4.9), (3.4.12) и (3.4.14). Согласно (3.4.15) разветвитель является модовым расщепителем, если выполняется верхнее неравенство, и делителем мощности, если выполняется нижнее. Таким образом, выражение (3.4.15) дает критерий, позволяю-

щий определить тип разветвителя по его параметрам. На рис.3.22 этот критерий показан по величине преобразования мод для ряда разветвителей [3.1] в зависимости от $\Delta\beta/\theta\gamma_3$. Построенные таким образом данные лежат на одной кривой. Следует заметить, что (3.4.15) выполняется лишь для $\Delta\beta \neq 0$

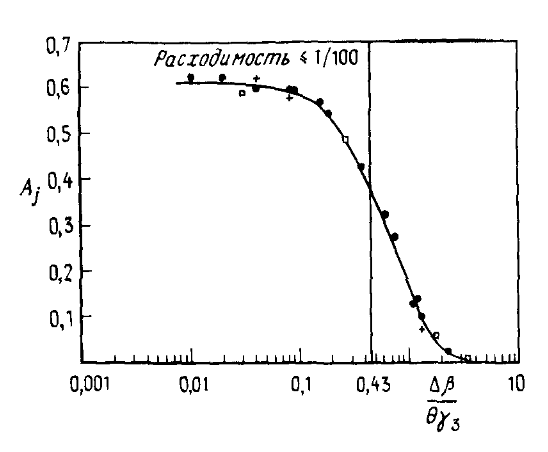


Рис.3.22. Зависимость отношения амплитуд мод A_j от параметра $\Delta\beta/\theta\gamma_3$, определяющая эффективность модового преобразования. Для значений $\Delta\beta/\theta\gamma_3 > 0,43$ осуществляется режим модового расщепления, а для значений $\Delta\beta/\theta\gamma_3 < 0,43$ — режим делителя мощности.

3.4.2. Аналитическое решение для профилированных разветвителей

При рассмотрении разветвителей специальной формы [3.14] можно использовать аналитическое решение уравнений связанных собственных мод, приведенных в разд.3.3.2. При этом изменяющимся параметром будет ширина зазора W_3. Тогда выражение (3.3.22), которое определяет форму разветвителя, принимает вид

$$\frac{dW_3}{dz} = \gamma\left[\frac{\Delta\beta_{ij}}{C_{ij}}\right]. \tag{3.4.16}$$

Величины $\Delta\beta_{ij}$ и C_{ij} в приближении теории связанных мод даются выражениями (3.4.13) и (3.3.38). Рассмотрим волноводный разветвитель или связанную волноводную структуру, в которых величина θ является локальным значением угла между расходящимися плечами. Тогда (3.4.16) преобразуется к виду

$$\operatorname{tg}\left[\frac{\theta}{2}\right] = \frac{1}{2}\,\frac{dW_3}{dz} = \gamma\,\frac{\Delta\beta}{\gamma_3}\,\frac{(X^2+1)^{3/2}}{X^2}, \qquad (3\,4\,17)$$

где, используя выражение (3 1 1), волноводный параметр X можно записать в виде

$$X = X_0\, e^{\gamma_3(W_3 - W_{30})} \qquad (3\,4\,18)$$

Здесь X_0—значение X при $z = 0$, когда $W_3 = W_{30}$ С учетом (3 4 18) выражение (3 4 17) можно проннтегрировать, что позволяет получить необходимую форму разветвнтеля, которая выражается следующим образом

$$\cos(\operatorname{arctg} X_0) - \cos(\operatorname{arctg} X) = 2\gamma\,\Delta\beta z \qquad (3\,4\,19)$$

Для почти симметричных плеч параметр X_0 мал, а с увелнчеинем велнчииы $\Delta\beta$, которая является мерой асимметрии, и начального значения величины зазора W_{30} он возрастает На рис 3 23 построены зависимости, определяющие форму разветвителя, найденные из (3 4 18) н

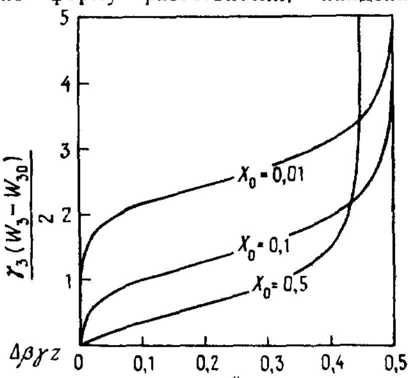


Рис.3.23. Зависимость нормированной ширины зазора W_3 от нормнрованного расстояния вдоль осн z для профилированной структуры с различными начальнымн значеннямн X Форма перехода снмметричиа отиосительно центра зазора Параметр γ является пронзвольной постоянной относительной величииой, определяющей резкость перехода и количество переданной мощности

(3 4 19) для различных значений X_0 В соответствии с (3 4 17) минимальиое значенне угла θ

$$\theta_{\text{мин}} = 3^{3/2}\,\frac{\gamma\Delta\beta}{\gamma_3} \qquad (3\,4\,20)$$

имеет место при $X = \sqrt{2}$, что соответствует наибольшему значению величины связи (отношение $C_{ij}/\Delta\beta_{ij}$ максимально) При этом $W_3 \to \infty$ и $\theta \to \pi$, когда

$$z_{\text{макс}} = \frac{1}{2\gamma\Delta\beta(X_0^2 + 1)^{1/2}}, \qquad (3\,4\,21)$$

откуда следует, что при $X_0 \ll 1$ длина структуры приблизительно равна $(2\gamma\Delta\beta)^{-1}$ Таким образом, меньшим значением γ соответствуют более протяженные разветвители Выражение (3 3 25) для u можно переписать следующим образом

$$u = \frac{1}{2\gamma}\left[\operatorname{arctg} X - \operatorname{arctg} X_0\right] \qquad (3\,4\,22)$$

Наконец, совокупная передача мощности из моды i в моду j дается выражениями (3 3 18), (3 3 19) и (3 3 26), и мы имеем

$$\frac{|A_j|^2}{|A_{i0}|^2} = \frac{4\gamma^2}{4\gamma^2 + 1}\sin^2\left[\frac{u}{2}(4\gamma^2 + 1)^{1/2}\right] \qquad (3\,4\,23)$$

Это отношение является функцией величины γ и максимального значения величины u

Выражения (3 4 22) и (3 4 23) подробно описывают передачу мощности между локальными собственными модами в любом разветвителе или связанной волноводной структуре, форма которых определяется выражением (3 4 19) На рис 3 24 построены отношения $|A_j^2|/|A_{i0}|^2$ для структур с типичными значениями X_0 и γ как функции координаты вдоль направления распространения, причем в предположении, что $|A_j| = 0$ при $z = 0$ Величина $\operatorname{arctg} X$ является нормированым параметром, определяющим координату вдоль разветвителя, так что $W_3 = \infty$ в конце структуры и $\operatorname{arctg} X = \pi/2$ На рис 3 25 изображены зависимости $|A_j|^2/|A_{i0}|^2$ на выходе разветвителя ($W_3 = \infty$) от величины γ для нескольких значений X_0 Для разветвителей со значениями $\gamma \geq 1$ передача мощиости в моду j приближается к 50% от введенной в случае $X_0 \to 0$ При $\gamma \leq 0{,}1$ происходит осцилляция мощности, которая передается из моды i в моду j и обратно несколько раз по мере распространения вдоль структуры Для рассматриваемой здесь формы разветвителя размах осцилляций не зависит от координаты вдоль направления распространения и определяется только величиной $4\gamma^2/(4\gamma^2 + 1)$ Это предельное значение передачи мощности при малых γ изображено штриховой линией на рис 3 25 При малых γ разветвление происходит более плавно, что приводит к протяженным структурам с незначительной передачей мощности между локальными собственными модами

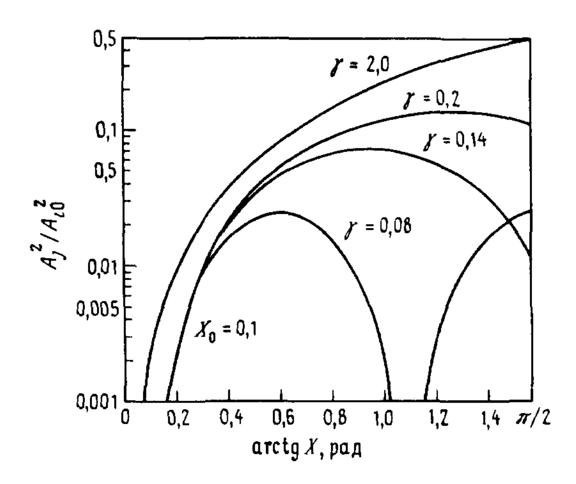


Рис. 3.24. Передача мощности между локальными собственными модами в профилированных расходящихся волноводах в зависимости от пространственной координаты Координата вдоль структуры описывается волноводным параметром $X = \Delta\beta/2|K|$ Кривые для переданной мощности представлены для нескольких значений γ, которые пропорциональны «резкости» перехода, и начальных значений X_0

Для резких изменений структуры прн $\gamma \to \infty$ выраженне (3 4 23) описывает передачу мощности, которая определяется только начальным и конечным значениями X, но не зависит от формы перехода Для $\gamma \to \infty$ из (3 4 22) и (3 4 23) получим

$$\lim_{\gamma \to \infty} \frac{|A_l|^2}{|A_{l0}|^2} = \sin^2 \left[\frac{1}{2} \left[\operatorname{arctg} X - \operatorname{arctg} X_0\right]\right], \qquad (3\ 4\ 24)$$

что на выходе структуры (при $X \to \infty$) приводит к

$$\frac{|A_l|^2}{|A_{l0}|^2} = \frac{1}{2} \left[1 - X_0 (X_0^2 + 1)^{-1/2}\right] \qquad (3\ 4\ 25)$$

Выражение (3 4 25) определяет передачу мощности между локальными собственными модами для резкнх переходов любой формы между участками с $X = X_0$ и $X = \infty$ Этот результат аналогичен полученному в выражении (3 2 7), где необходимо было вычислить лишь один интеграл перекрытия

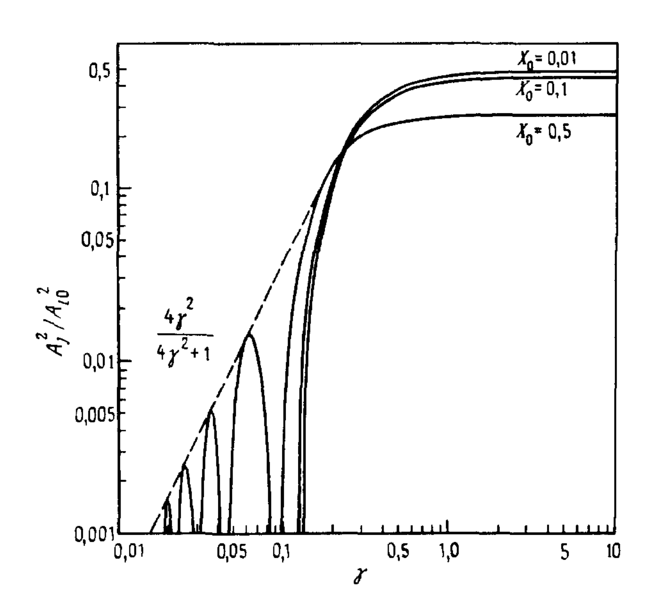


Рис.3.25. Передача мощности между локальными собственными модами на выходе профилированной расходящейся структуры в зависимости от параметра γ для различных начальных значений X_0 Осцилляции при малых значениях γ показаны для $X_0 = 0,5$

Поучнтельно сравннть аналнтическое решение для профилнрованного разветвителя с прямолинейным разветвителем, у которого θ не зависит от z. В профнлированном разветвителе параметр γ, как видно из (3 4 23), является мерой велнчнны связи между локальными собственными модами н остается постоянным вдоль структуры В прямолинейном разветвителе величина $\gamma \sim \theta C_{ij}/\Delta\beta_{ij}$ зависит от z Зависимость $\gamma(z)$ позволяет установить область, в которой имеет место взаимодействие мод в разветвителе В выражении (3 4 20) мы показали, что профилированный разветвитель имеет минимальное зиачение θ, которое не зависит от X_0 для любой структуры Профилнрованную структуру можно сравнить с прямолинейным разветвителем, у которого $\theta = \theta_{мин}$ Применяя (3 4 20), мы находим, что профнлированная структура характеризуется параметром

$$\frac{\Delta\beta}{\theta_{мин}\gamma_3} = \frac{1}{3^{3/2}\gamma} . \qquad (3\ 4\ 26)$$

В прямолинейиом разветвителе максимальное значение γ достигается при $X = \sqrt{2}$, что с учетом (3 4 8) дает велнчину

$$W_3 = \frac{1}{\gamma_3} \ln \left[\frac{\sqrt{2}}{X_0}\right] + W_{30}, \qquad (3\ 4\ 27)$$

которая соответствует значению X для угла $\theta_{мнн}$ в случае профилированной структуры

Результаты этого рассмотрения прнведены на рнс 3 26 н 3 27, где мы сравннли два прямолннейных разветвителя нз расчетов Ядзнмы [3 15] с двумя профилнрованными структурами с теми же показателями преломления н толщинамн слоя, но форма которых нзменяется в соответствнн с выраженнямн (3 4 18) н (3 4 19) Для всех структур значения $\Delta\beta$, γ_3 и X_0, определяемые отношением толщин плеч W_4/W_2, даиы в табл 3 1 На рис 3 26 нзображены значення $|A_i|^2/|A_{i0}|^2$ на выходе структуры в завнсимости от $\Delta\beta/\theta\gamma_3$ Данные для прямолинейного разветвителя взяты из работы [3 15], а для профилнрованной структуры рассчитаны по формулам (3 4 22), (3 4 23) н (3 4 26) Выберем теперь конкретные значения θ (нли $\theta_{мин}$) для каждой из структур, задавая $\Delta\beta/\theta\gamma_3 = 0{,}03$ для делителя мощности ($W_4/W_2 = 1{,}03$) и $\Delta\beta/\theta\gamma_3 = 2$ для модового расщепителя ($W_4/W_2 = 1{,}3$), и построим завнсимость $\gamma(z)$ для четырех структур на рнс 3 27,*а* и *б* Здесь γ вычнслена из (3 4 17) для прямолинейной структуры и из (3.4 26) для профилнрованиого разветвителя

Таблица 3 1 Волноводные параметры разветвнтелей

W_4/W_2	$\Delta\beta$, 10^{-3} мкм$^{-1}$	γ_3, мкм$^{-1}$	X_0
1,03	0,75	1,59	0,042
1,3	5,8	1,61	0,43

Хотя кривые на рнс 3 26, определяющне передачу мощности, имеют сходный общий внд, наблюдаются два основных отличия Для симметричной структуры (малые X_0) аналитическое решенне дает завышенные значения для модового преобразования в прямолннейном разветвнтеле Это обусловлеио тем, что прямолннейный разветвитель имеет меньшне значения θ иа коицах, чем профилироваииая структура, и, следовательно, меньшую величнну результирующего преобразования мод Второе отличие

заключается в том, что для асимметричной структуры (большие X_0)

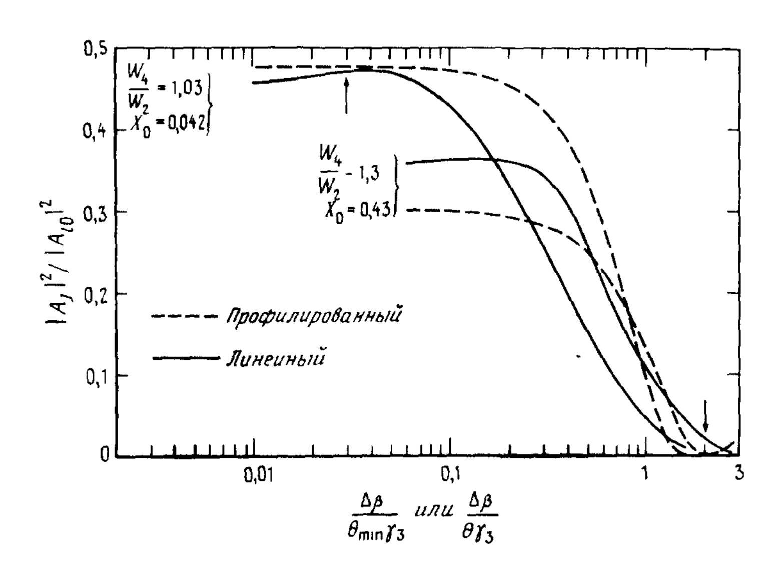


Рис.3.26. Зависимость передачи мощности между локальными собственными модами в профилированном и линейном разветвителях от параметра $\Delta\beta/\theta\gamma_3$, где угол расходимости θ линейного разветвителя выбран равным минимальному углу $\theta_{мин}$ соответствующего профилированного разветвителя Передача мощности для профилированного разветвителя вычислена по формулам, приведенным в тексте

аналитическое решение не учитывает преобразования мод при резком разветвлении Это связано с тем, что выражение (3 3 38), основанное на теории связанных мод, неточно описывает поведение C_{ij} в области, где $W_3 < 1/\gamma_3$ Рис 3 27 ясно демонстрирует преимущества геометрии профилированной структуры В этом случае параметр γ, который определяет величину связи локальных собственных мод, не зависит от длины, в то время как для прямолинейной структуры γ имеет максимум при значении W_3, определяемом выражением (3 4 27) Таким образом, по сравнению с прямолинейными структурами разветвители данного профиля теоретически имеют преимущество, обусловленное меньшей длиной Этот результат должен быть весьма полезным при конструировании расщепителей мод, которые должны быть достаточно длинными, чтобы избежать передачи мощности

Аналитическое решение для профилированных по выбранному закону

структур имеет два ограничения 1) коэффициент связи локальных собственных мод C_{ij}, который используется для получения аналитических

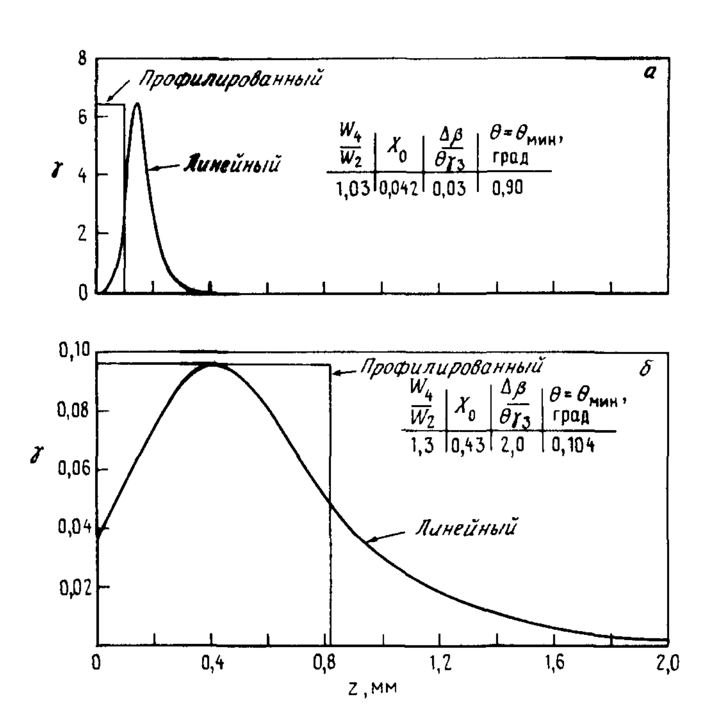


Рис. 3.27. Зависимость величины γ от координаты z для профилированного и линейного разветвителей с параметрами, указанными на рис 3 26 Структуры на рис *а* действуют как делители мощности, а на рис *б* — как модовые расщепители Из графиков видно, на каких участках происходит передача мощности в линейных разветвителях и что позволяет установить минимально необходимую протяженность расходящихся участков в обоих случаях

решений (3 4 22) и (3 4 23), находят из приближенных уравнений связанных мод, и 2) мы учитывали связь лишь между двумя локальными собственными модами низшего порядка, пренебрегая как модами более высокого порядка, так и излучаемыми модами Пренебрежение излучаемыми модами приводит к необходимости отдельно учитывать их влияние, чтобы быть уверенным в отсутствии слишком больших потерь В соответствии с этим рассмотрением мы будем иметь ограничение на максимальное значение θ у основания и на концах плеч разветвителя Эти ограничения более подробно рассматриваются в работе [3 14]

3.4.3. Экспериментальные результаты

Приведенная выше теория была проверена экспериментально применительно к разветвителям на полосковых волноводах [3 16], конфигурация которых изображена на рис 3 28 Эти разветвители были изго-

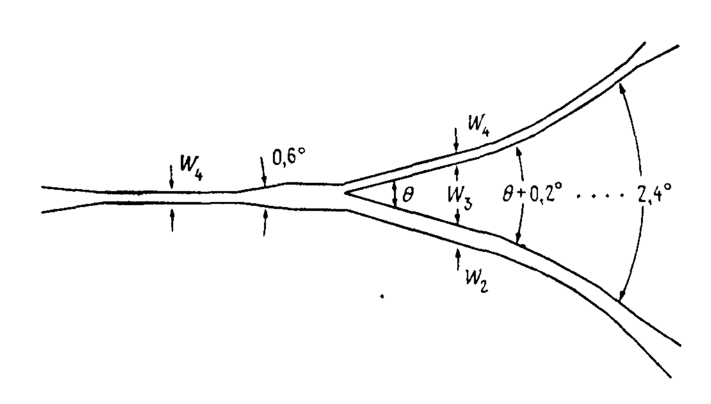


Рис.3.28. Схема полоскового волноводного разветвителя Параметры, обеспечивающие режим модового расщепления или деления мощности, приведены в табл 3 2

товлены диффузией Ti в $LiNbO_3$ Начальная расходимость плеч для модовых расщепителей изменялась от 0,4 до 0,8°, а для делителей мощности от 0,8 до 2,0° В табл 3 2 представлены волноводные характеристики для этих разветвителей и двух аналогичных им по параметрам планарных разветвителей, найденные с помощью компьютерных расчетов Методика вычисления этих характеристик подробно рассматривается в работе [3 16] Здесь X_0 — начальное значение X у основания плеч, определяемое выражением

$$X_0 = \frac{\Delta\beta}{2|K(0)|}, \tag{3 4 28}$$

где $|K(0)| \equiv F$ — коэффицнент связи в этой точке Для делителей мощности передача излучения между локальными собственными модами $P(X_0)$ в предельном переходе к резкому скачку зависит только от начального значения X_0, поскольку X стремится к бесконечности При этом мощность $P(X_0)$ дается выражением (3 4 25) На рис 3 29 приведены результаты измерений передачи мощности в разветвителях в зависимости от параметра $\Delta\beta/\theta\gamma_3$, а также вычисленные с помощью компьютера характеристики для аналогичных планарных структур Экспериментально передача мощности определялась как отношение мощности в плече с ми-

нимальным значением выходной мощности к суммарной мощности, выводимой нз обоих плеч Вычисленные характеристики планарных разветвителей показывают тенденцию к режиму передачи мощиостн и не совпадают с характернстнками разветвителей на полосковых волноводах Однако экспериментальные результаты показали, что они в общем соответствуют рассмотрениым выше теоретнческим моделям и вычисленные значення передаваемой мощности $P(X_0)$ для делителей мощностн находятся в хорошем согласни с тремя экспериментальными устройствами

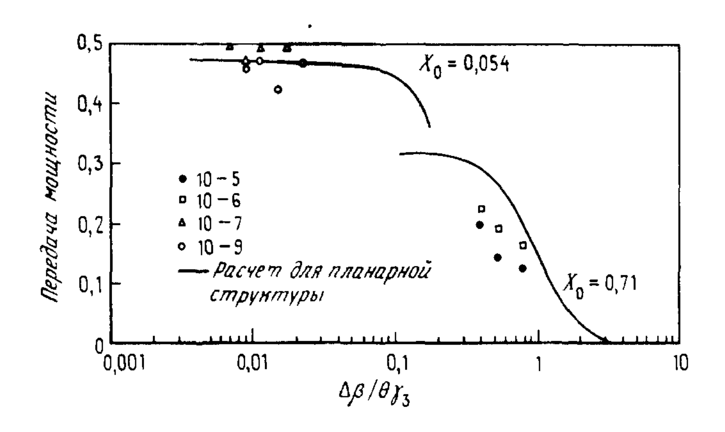


Рис.3.29. Передача мощности в делителе н модовом расщепителе в зависимости от параметра $\Delta\beta/\theta\gamma_3$ Экспериментальные точки получены для полосковых структур на Ti $LiNbO_3$, а сплошные кривые—для планарной модели с аналогичными параметрами

Таблица 3 2 Экспериментальные характеристики волноводных разветвителей

Образец	W_2, W_4, мкм	$\Delta W = W_2 - W_4$, мкм	$\Delta\beta$, 10^{-3} мкм$^{-1}$	γ_3, мкм$^{-1}$	X_0	$P(X_0)$
10-5, 10-6	2, 3	1	0,87	0,16	0,16	
Планарный модовый расщепнтель	2, 3	1	10,8	1,87	0,71	
10-9	3, 3	0,033	0,067	0,21	0,012	0,494
10-7	4,8, 4,8	0,053	0,12	0,48	0,014	0,493
Планарный делитель мощностн	3, 3,1	0,1	0,68	1,93	0,054	0,473

Потери на излучение в волноводных разветвителях измерялись экспериментально [3 16—3 18], а также определялись теоретически рядом исследователей [3 19-3 22] Эти потери могут быть значительными, и их необходимо учитывать при создании волноводных разветвителей [3 22]

Был предпринят ряд попыток путем установления электродов на разветвителях, изготовленных из электрооптических материалов, осуществить управляемое переключение оптической мощности из одного плеча в другое Результаты этих экспериментов приведены в работах [3 23, 3 24] Устройством, близким к управляемому волноводному разветвителю, является электрооптический переключатель на перекрещивающихся под малым углом полосковых волноводах Это устройство, известное также как X-переключатель, по первоначальным предположениям должно было работать на основе принципа полного внутреннего отражения [3 25] Однако Нейер [3 26] показал, что этот переключатель лучше описывается с помощью модели, учитывающей интерференцию между локальными собственными модами, аналогично направленному ответвителю Применяя эту модель, он исследовал направленные ответвители с нулевым зазором и с зазором конечной ширины h_3, а также X переключатель [3 27]

3.4.4. Суперпозиция решений

В случае когда в разветвитель вводится единственная локальная собственная мода, его работу можно описать с помощью представлений о взаимодействии локальных собственных мод структуры Рассмотрим теперь более сложные случаи, когда исходными являются несколько локальных собственных мод или когда имеет место обратное распространение излучения, введенного в одно из выходных плеч устройства Эти случаи можно рассматривать как суперпозицию уже найденных решений

Рассмотрим волноводные разветвители, в которых распространяются две моды низшего порядка с амплитудами A_i и A_j и постоянными распространения β_i и β_j Передача мощности между этими модами в разветвителе описывается уравнениями связанных мод (3 3 16) и (3 3 17) при замене параметра P на ширину зазора W_3 Эти уравнения являются линейными и однородными, а следовательно, если имеются их решения (A_i, A_j) и (A_i', A_j'), то $(A_i + A_i', A_j + A_j')$ также является решением Этот результат, разумеется, не зависит от точности приведенных выше уравнений связанных мод, а есть следствие линейности и свойств суперпозиции решений уравнений Максвелла

При этом в случае, когда на разветвитель падают две локальные собственные моды, решение задачи представляется очевидным. Для его получения необходимо найти решения для каждой локальной собственной моды независимо и наложить их друг на друга на выходе в области больших значений ширины зазора. На рис. 3.30 приведен соответствующий пример, где предполагается, что локальные собственные моды i и j переносят равные мощности ($P_i = P_j = 1$) и при прохождении идеального делителя мощности изменяются синфазно, т. е. $\Delta\beta = 0$. Рассматривая эти моды независимо, можно определить показанные на рисунке амплитуды мод в волноводах 1 и 2 следующим образом

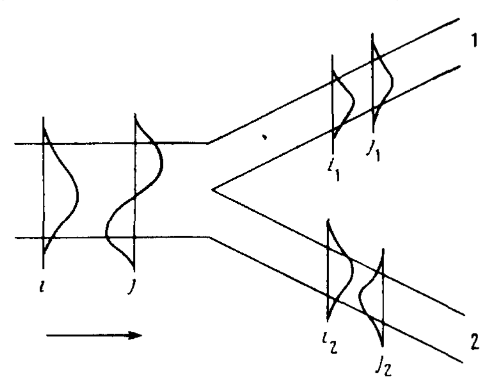


Рис. 3.30. Суперпозиция локальных собственных мод для идеального делителя мощности с $\Delta\beta = 0$

$\psi_{i1} = \psi_{i2} = 1/\sqrt{2}$ и $\psi_{j1} = 1/\sqrt{2}$, $\psi_{j2} = -1/\sqrt{2}$. Затем наложением полученных решений получаем амплитуды мод в волноводах 1 и 2: $\psi_1 = 2/\sqrt{2}$ и $\psi_2 = 0$. На выходе мы имеем $P_1 = 2$ и $P_2 = 0$, т. е. вся мощность передается в плечо 1.

Считая снова, что мы имеем дело с идеальным делителем мощности с $\Delta\beta = 0$, можно рассмотреть случай, когда мощность попадает в разветвитель из его плеч, как показано на рис. 3.31, *а*. Предположим, что в волновод 1 падает волна с амплитудой a_1, а в волновод 2 — с амплитудой a_2 (пусть $a_1 > a_2$), причем фазы этих волн при падении одинаковы. Введем новые обозначения для модовых амплитуд a и b, определяемые следующим образом: $a_1 = a + b$ и $a_2 = a - b$. Разложим моды по новому базису и выделим равные по величине синфазные и равные противофазные амплитуды, как показано на рис. 3.31, *б*. При этом синфазные амплитуды образуют локальную собственную моду i в выходном волноводе, а противофазные — моду j. Из закона сохранения энергии получим выражения для амплитуд мод i и j через амплитуды исходных мод: $a_i = \sqrt{2}a$ и $b_j = b$.

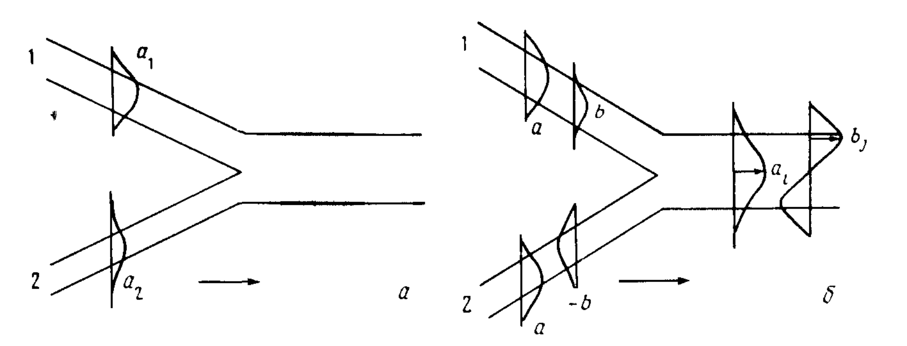


Рис 3.31. *а* — падение двух волн с неравными амплитудами a_1 и a_2 на идеальный делитель мощности с $\Delta\beta = 0$ со стороны расходящихся плеч, *б* — разложение исходных мод на синфазные с амплитудой *a* и противофазные с амплитудой *b*. В выходном волноводе синфазные амплитуды формируют моду *i*, а противофазные — моду *j*

Часто встречается случай, иллюстрируемый на рис 3 32 *а*, когда волны, падающие из разных плеч разветвителя, имеют одинаковые мощности, но различные фазы. Используем тождество $\exp(\pm j\phi) = \cos\phi + j\sin\phi$ для разложения амплитуд каждой из мод на ее вещественную и мнимую части, как показано на рис 3 32 *б*. Снова синфазные и противофазные амплитуды мод образуют на выходе локальные собственные

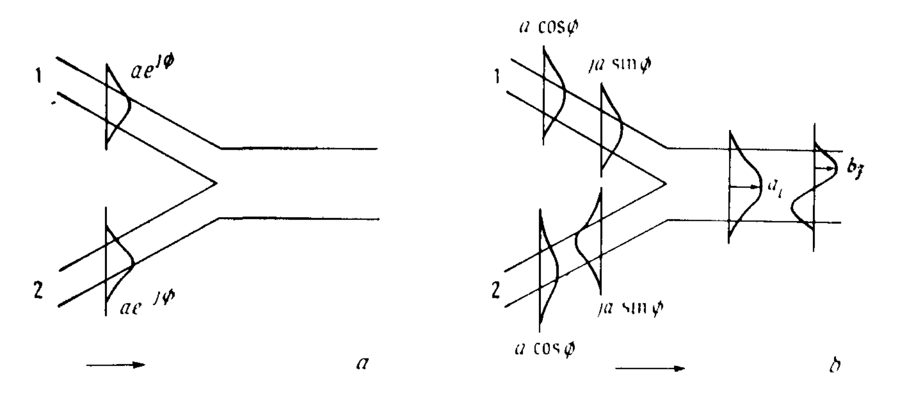


Рис. 3.32. *а* — падение двух волн с равными амплитудами и относительным сдвигом фазы со стороны расходящихся плеч, *б* — разложение исходных мод по синфазным и противофазным составляющим, как на рис 3 31

12—10?7

моды i и j соответственно Из закона сохранения энергии получим $a_i = \sqrt{2}\ a \cos \phi$ и $b_j = j(a \sin \phi)$, т е локальные собственные моды i и j имеют относительный сдвиг фаз 90° Выходные мощности равны соответственно

$$P_i = 2a^2 \cos^2 \phi = a^2(1 + \cos 2\phi), \quad (3\ 4\ 29)$$

$$P_j = 2a^2 \sin^2 \phi \quad (3\ 4\ 30)$$

Выражение (3 4 29) представляет собой обычное выражение для интерферометра Маха—Цендера, в котором выходной волновод обычно является одномодовым, так что локальная собственная мода j отсекается и излучается в подложку

3.5. РУПОРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Рупорные переходы используются в интегральной оптике [3 28—3 30] для изменения размеров полосковых волноводов и для связи планарных волноводов с полосковыми, как показано на рис 3 33 Для обеспечения малости потерь рупорный переход должен быть адиабатическим, т е локальная собственная мода низшего порядка должна распространяться вдоль структуры без совокупного результирующего преобразования мощности в другие локальные собственные моды более высокого порядка Теперь мы будем рассматривать полосковые волноводы Заметим, что вследствие рупорной симметрии мы будем иметь дело с модовой связью между первой и третьей локальными собственными модами, а не между первой и второй

В этом разделе выведем прежде всего более общее выражение для коэффициента c_{ij}, применительно к полосковым волноводам Затем получим приближенные выражения для $\Delta\beta_{ij}$ и C_{ij}, справедливые для широких полосковых волноводов, в которых моды далеки от отсечки Наконец, применим аналитическое решение уравнения (3 3 2) и покажем, что оно определяет параболическую форму рупора В нашем изложении этих вопросов мы будем близко следовать работе [3 30]

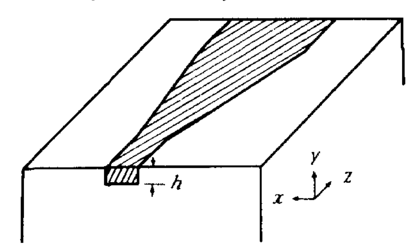


Рис.3.33. Схема заглубленного оптического полоскового рупорного перехода Заштрихованный объем имеет наибольший показатель преломления

3.5.1. Коэффициент преобразования мод c_{ij} для полосковых волноводов

В этом разделе мы дадим общий вывод выражений для коэффициентов связи c_{ij}, описывающих передачу мощности между двумя направленными модами на малой ступенчатой неоднородности Будем считать, что моды i и j распространяются вдоль оси z Области до и после скачка обозначим индексами 0 и 1 соответственно Будем полагать, что в полосковых волноводах распространяются гибридные моды с ТЕ- и ТМ-компонентами, так что в общем случае имеем

$$\mathbf{E} = E\hat{i} + E\hat{j} + E\hat{k}\,, \tag{3 5 1}$$

$$\mathbf{H} = H\hat{i} + E\hat{j} + H\hat{k}\,, \tag{3 5 2}$$

где $\hat{i}$, $\hat{j}$ и $\hat{k}$ — единичные векторы вдоль осей x, y и z соответственно

Условие непрерывности поперечных компонент поля на скачке приводит к следующим уравнениям

$$E_{xi0} + E_{xj0} = E_{xi1} + E_{xj1}, \tag{3 5 3}$$

$$E_{yi0} + E_{yj0} = E_{yi1} + E_{yj1}, \tag{3 5 4}$$

$$H_{xi0} + H_{xj0} = H_{xi1} + H_{xj1}, \tag{3 5 5}$$

$$H_{yi0} + H_{yj0} = H_{yi1} + H_{yj1}, \tag{3 5 6}$$

где влиянием отраженных и излученных мод пренебрегается. Воспользуемся свойством ортонормированности

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_j^*)_z\, dx\, dy = 0 \tag{3.5.7}$$

и определим поток мощности в направлении z

$$P_\gamma = \frac{1}{2}\int\limits_{\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E}_\gamma \times \mathbf{H}_\gamma^*)_z\, dx\, dy \qquad (\gamma = i,\ j) \tag{3 5 8}$$

Умножим (3 5 3) на H^*_{yj1} н (3 5 4) на H^*_{xj1}, вычтем одни результат из другого, умножим (3 5 5) на E^*_{yj1} и (3 5 6) на E^*_{xj1}, а затем вычтем выражения одно из другого Сложив оба полученных выражения, найдем

$$4P_{j1} = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \Big[(\mathbf{E}_{j1}^* \times \mathbf{H}_{i0})_z + (\mathbf{E}_{i0} \times \mathbf{H}_{j1}^*)_z + $$

$$+ (\mathbf{E}_{j1}^* \times \mathbf{H}_{j0}) + (\mathbf{E}_{j0} \times \mathbf{H}_{j1}^*)_z\Big]\, dx\, dy. \qquad (3.5.9)$$

Это выражение определяет мощность в моде j на **выходе** ступенчатой неоднородности.

Представим компоненты поля в виде

$$\mathbf{E} = a\, \mathcal{E}\,(x,\ y)\ e^{j\alpha(z)}, \qquad (3.5.10)$$

$$H = a\, \mathcal{H}\,(x,\ y)\ e^{j\alpha(z)}, \qquad (3.5.11)$$

где a — вещественная модовая амплитуда, $\mathcal{E}$ и $\mathcal{H}$ — векторы, описывающие поперечное распределение поля, а $\alpha(z)$ — фазовый множитель $\beta z + \phi$. Определим интеграл $I_{\gamma,\delta}$:

$$I_{\gamma,\delta} = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{E}_\gamma \times \mathcal{H}_\delta^*)_z\ dx\ dy \qquad (\gamma,\ \boldsymbol{\delta} = \boldsymbol{i},\ \boldsymbol{j}). \qquad (3.5.12)$$

Тогда (3.5.8) можно записать как

$$P_\gamma = \frac{1}{2}\, a_\gamma^2 I_{\gamma,\gamma} \qquad (\gamma = i,\ j), \qquad (3.5.13)$$

а модовые амплитуды определяются следующим образом:

$$a_\gamma^s = \left[\frac{2}{I_{\gamma,\gamma}}\right]^{1/2} \qquad (\gamma = i,\ j), \qquad (3.5.14)$$

что соответствует единичному потоку мощности в моде. Наконец, выражение (3.5.9) можно переписать в виде

$$A_{j1} e^{j\alpha_{j1}} = c_{ij} A_{i0} e^{j\alpha_{i0}} + c_{jj} A_{j0} e^{j\alpha_{j0}}, \qquad (3.5.15)$$

где $A_\gamma = a_\gamma / a_\gamma^s$ и

$$c_{ij} = \frac{I_{i0,\,j1} + I_{j1,\,i0}^*}{2(I_{i0,\,i0} I_{j1,\,j1})^{1/2}}. \qquad (3.5.16)$$

Аналогично, значение c_{jj} может быть получено из (3.5.16) путем замены i на j. Выражение (3.5.16) описывает более общий случай, чем

(3.3.10), полученное для плоских волноводов.

Нахождение аналитического выражения для c_{ij} является достаточно трудной задачей, поскольку для этого необходимо вычислить интеграл перекрытия. Однако эту задачу можно упростить, используя подход, разработанный Маркузе [3.31] для демонстрации ортогональности мод. В работе [3.30] для получения соотношения между двумя направляемыми модами ($i0$ и $j1$) на ступенчатой неоднородности используются уравнения Максвелла и теорема о дивергенции. Результат записывается в виде

$$(\beta_{i0} - \beta_{j1}) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[(\mathbf{E}_{i0} \times \mathbf{H}^*_{j1})_z + (\mathbf{E}^*_{j1} \times \mathbf{H}_{i0})_z\right] dx\, dy =$$

$$= k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\varepsilon_0 - \varepsilon_1)\mathbf{E}_{i0} \cdot \mathbf{E}^*_{j1}\, dx\, dy. \qquad (3.5.17)$$

Здесь ε_0 и ε_1—диэлектрические проницаемости с обеих сторон от ступеньки, являющиеся функциями координат x и y, а k_0—волновое число в вакууме. Выражение (3.5.17) может быть использовано для нахождения интеграла перекрытия в формуле для c_{ij}. Объединяя (3.5.17) с (3.5 16) и используя определения (3.5.10)—(3.5.12), получаем

$$c_{ij} =$$

$$= \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\varepsilon_0 - \varepsilon_1) \mathcal{E}_{i0} \cdot \mathcal{E}^*_{j1}\, dx\, dy}{2(\beta_{i0} - \beta_{j1}) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{E}_{i0} \times \mathcal{H}^*_{i0})_z\, dx\, dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{E}_{j1} \times \mathcal{H}_{j1})_z\, dx\, dy\right]^{1/2}}$$

(3.5.18)

Этот результат мы будем использовать ниже **с целью** получения приближенного выражения для c_{ij}.

3.5.2. Приближение для $\Delta\beta_{ij}$

Найдем сначала приближенное выражение для фазовой расстройки $\Delta\beta_{ij}$ в случае планарного волновода. Этот результат можно затем обобщить на полосковые волноводы. Для ТМ-мод симметричного планарного волновода дисперсионное уравнение в режиме, далеком от отсечки

(разд 2 1 2 — 2 1 4), приближенно записывается в виде

$$h_{эфф} = (m + 1)\pi/(n_f^2 k_0^2 - \beta_m^2)^{1/2}, \qquad (3.5.19)$$

где $h_{эфф}$ — эффективная толщина волновода·

$$h_{эфф} = h + \left[\frac{n_s}{n_f}\right]^2 \frac{2}{k_0(n_f^2 - n_s^2)^{1/2}} \qquad (3\ 5\ 20)$$

Здесь n_f — показатель преломления волноводного слоя, n_s — показатель преломления прилегающих слоев, β_m — постоянная распространения m й моды, k_0 — волновое число в вакууме и h — толщина волноводного слоя Это соотношение приближенно выполняется при условии $\beta_m \to k_0 n_f$, т е вдали от отсечки Из этого дисперсионного уравнения можно получить выражение

$$\Delta\beta_{0m} = \beta_0 - \beta_m = \pi^2(m^2 + 2m) \ / \ [h^2(\beta_0 + \beta_m)], \qquad (3\ 5\ 21)$$

которое при $m = 2$ сводится к

$$\Delta\beta_{02} = 2\pi\lambda_g/h^2 \qquad (3\ 5\ 22)$$

в предположении, что $\beta_0 + \beta_m \approx 2\beta_0$ Здесь $\lambda_g = 2\pi/\beta_0$ — эффективная длина волны моды в волноводе

Эти результаты, полученные для ТМ-волн в планарном волноводе, непосредственно применимы к полосковым структурам, в которых возбуждается преимущественно E^x компонента поля (электрическое поле, параллельное оси x), если мы предположим, что значение $\Delta\beta_{0m}$ относится к модам $E^x_{1,q}$ и $E^x_{1+m,q}$ в обозначениях Маркатили [3 32] Показатель преломления n_s определен в областях, прилегающих к рупору с обеих сторон в направлении оси x Тогда $W \equiv h$ соответствует ширине полоскового волновода вдоль оси x Если W достаточно велика, так что поле незначительно проникает в волновод в направлении x, то наши приближения будут справедливы и выражение (3 5 21) можно использовать для нахождения фазовой расстройки мод различных порядков полоскового волновода в направлении x, но одного и того же порядка в направлении y

3.5.3. Приближение для C_{ij}

Рассмотрим небольшую симметричную ступеньку, показанную на рис.3 34, в рупорном переходе на полосковых волноводах шириной W со

стороны 0 и $W + \delta W$ со стороны 1 от ступеньки Разность $\varepsilon_0 - \varepsilon_1$ будет неиулевой лишь в областях $-W/2 - \delta W/2 < x < -W/2$ и $W/2 < x < W/2 + \delta W/2$ Здесь n_f — показатель преломлення в волноводной области, а n_s — показатель преломления в прилегающих областях При этом, если полосковые волноводы имеют прямоугольное сечение с постоянной глубиной h, то числитель в (3 5 18) можно записать в более простом виде

$$k_0 \frac{\delta W}{2} (n_s^2 - n_f^2) \int_{-h/2}^{h/2} \left[\mathcal{E}_{i0}\left(\frac{W}{2}, y\right) \cdot \mathcal{E}^*_{l1}\left(\frac{W}{2}, y\right) + \right.$$

$$\left. + \mathcal{E}_{i0}\left(-\frac{W}{2}, y\right) \cdot \mathcal{E}^*_{l1}\left(-\frac{W}{2}, y\right)\right] dy \qquad (3\ 5\ 23)$$

Здесь мы предполагаем, что начало коордннат расположено в середине волноводной области

Чтобы вычислить выраженне (3 5 23), будем рассматрнвать моды $E^x_{p,q}$ Благодаря ортогональности ступенька не будет приводнть к образованню значительного взанмодействия между модами $E^x_{p,q}$ н $E^x_{m,n}$, кроме случая $q = n$, так что в дальнейшем можно ограничиться рассмотреннем мод E^x_{p1} Кроме того, аналнз выраження (3 5 23) показывает, что взаимодействие будет возникать только между модамн, которые либо обе четные в направленни оси x, лнбо нечетные Это означает, что нанболее существенная передача мощностн будет пронсходнть из низшей моды E^x_{11} в моду E^x_{31}, так что в нашем расчете в качестве моды E_{i0} будем рассматривать E^x_{11}, а в качестве E_{l1} — моду E^x_{31} В области $W/2 < |x| < W/2 + \delta W/2$ и $-h/2 < y < h/2$ поперечные распределення поля запишутся в внде

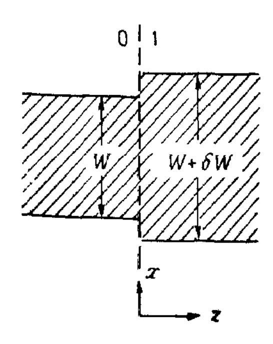


Рис.3.34. Снмметричная ступенчатая неоднородность, где шнрнна W нзменяется на величину δW

$$\mathscr{E}^x_{i0} = \left[\frac{n_f}{n}\right]^2 M_{1i} \cos\left[\kappa_{xi}\frac{W}{2}\right] \cos(\kappa_{yi} y + \alpha_i),$$

(3 5 24)

$$\mathscr{E}^x_{j1} = M_{1j} \cos\left[\kappa_{xj}\frac{W}{2}\right] \cos(\kappa_{yj} y + \alpha_j)$$

В выражении (3 5 24), где M_{1i} и M_{1j} являются вещественными амплитудами, было использовано следующее соотношение между компонентами H^y и E^x

$$H^y_\gamma = \frac{k_0 n^2_\gamma \beta}{k^2_0 n^2_\gamma - \kappa^2_{x\gamma}} E^x_\gamma \qquad (\gamma = i0,\ j1), \qquad (3\ 5\ 25)$$

чтобы выразить $\mathscr{E}^x_{i0}$ через параметры волноводной области Для мод одного порядка в направлении y имеем $\kappa_{yi} = \kappa_{yj} = \kappa_y$ и $\alpha_i = \alpha_j = \alpha$ Компоненты $\mathscr{E}^z_{i0}$ и $\mathscr{E}^z_{j1}$ малы, так что можно пренебречь z-компонентой в скалярном произведении в выражении (3 5 23) Из дисперсионного уравнения имеем

$$\operatorname{tg} \kappa_x \frac{W}{2} = j\left[\frac{n^2_f}{n^2_s}\right]\frac{\gamma_x}{\kappa_x}, \qquad (3\ 5\ 26)$$

здесь γ_x—x-компонента волнового вектора в подложке, причем

$$\gamma^2_x \equiv \kappa^2_x - k^2_0 (n^2_f - n^2_s), \qquad (3\ 5\ 27)$$

так что можно написать

$$\cos \kappa_x \frac{W}{2} = \frac{n^2_s \kappa_x}{(n^4_s \kappa^2_x - n^4_f \gamma^2_x)^{1/2}} \qquad (3\ 5\ 28)$$

Если рассмотреть полосковый волновод с небольшой разницей в показателях преломления $[(n_f/n_s)^2 \simeq 1]$, то для области $-h/2 < y < h/2$ можно написать

$$\mathscr{E}^x_{i0}\left[\pm\frac{W}{2},\ y\right] = M_{1i} \frac{\kappa_{xi}}{k_0(n^2_f - n^2_s)^{1/2}} \cos(\kappa_y y + \alpha),$$

(3 5 29)

$$\mathscr{E}^x_{j1}\left[\pm\frac{W}{2},\ y\right] = M_{1j} \frac{\kappa_{xj}}{k_0(n^2_f - n^2_s)^{1/2}} \cos(\kappa_y y + \alpha).$$

При этом выражение (3 5 23) можно преобразовать к виду

$$-\delta W \frac{\kappa_{xi}\kappa_{xj}}{k_0} M_{1i} M_{1j} \int_{-h/2}^{h/2} \cos^2 (\kappa_y y + \alpha)\, dy \qquad (3\ 5\ 30)$$

Если поле мод сильно локализовано в волноводной области, то можио пренебречь теми частями интеграла в знаменателе выражения (3 5 18), которые выпадают из волнозодной области В этом случае с учетом (3 5 25) этот знаменатель преобразуется к виду

$$\frac{(\beta_{i0} - \beta_{j1}) k_0 n_1^2 (\beta_i \beta_j)^{1/2} W M_{1i} M_{1j}}{(k_0^2 n_1^2 - \kappa_{xi}^2)^{1/2} (k_0^2 n_1^2 - \kappa_{xj}^2)^{1/2}} \int_{-h/2}^{h/2} \cos^2 (\kappa_y y + \alpha)\, dy \qquad (3\ 5\ 31)$$

Мы предполагаем, что рассматриваемый волновод является широким и далеким от отсечки в направлении x, так что κ_{xi}, $\kappa_{xj} \ll k_0 n_1$ При этом, разделив (3 5 30) на (3 5 31), мы получаем

$$c_{ij} = - \frac{\kappa_{xi}\kappa_{xj}}{(\beta_{i0} - \beta_{j1})(\beta_i \beta_j)^{1/2}} \frac{\delta W}{W} \qquad (3\ 5\ 32)$$

В принятых нами допущениях величины κ_{xi} и κ_{xj} **даются приб**лиженно выражениями

$$\kappa_{xi} \simeq \pi/W, \qquad (3\ 5\ 33)$$

$$\kappa_{xj} \simeq 3\pi/W \qquad (3\ 5\ 34)$$

Наконец, используя для $\Delta\beta_{ij}$ выражение (3 5 22), можно получить следующие простые приближенные выражения для c_{ij} и C_{ij}, которые справедливы при больших значениях W

$$c_{ij} = -(3/4)\ (\delta W/W), \qquad (3\ 5\ 35)$$

$$C_{ij} = -\ 3/4W \qquad (3\ 5\ 36)$$

Как C_{ij}, так н $\Delta\beta_{ij}$ уменьшаются с ростом W, но поскольку $\Delta\beta_{ij}$ уменьшается быстрее, отношенне $|C_{ij}/\Delta\beta_{ij}|$ увеличивается Это приводит к увеличению связи между модами по мере увеличения W в линейном рупоре с постоянным значением θ

3.5.4. Решение для параболического рупора

Решим уравнения для связанных амплитуд, приведенные в разд 3 3 2 Такое решение можно получить в аналитическом виде только для некоторых форм рупора, а его общность ограничивается предположениями, сделанными в двух предыдущих разделах Параметр P, используемый в разд 3 3 2, заменяется теперь шириной рупора W Нашей целью является нахождение коэффициента связи между модой i (E^x_{11}) и модой j (E^x_{31}) в двухволновом приближении

Для аналитического решения уравнений (3 3 20) и (3 3 21) необходимая форма рупора определяется выражением

$$\frac{dW}{dz} = \gamma \frac{\Delta\beta_{ij}}{C_{ij}}, \qquad (3\ 5\ 37)$$

причем γ — постоянная величина Подставляя сюда выражение (3 5 22) для $\Delta\beta_{ij}$ и (3 5 36) для C_{ij}, получаем локальный угол θ рупора

$$\theta \equiv \frac{1}{2}\frac{dW}{dz} = -\gamma\frac{4\pi}{3}\frac{\lambda_g}{W} \qquad (3\ 5\ 38)$$

Форма этого рупорного перехода описывается параболой

$$W = (2\alpha\lambda_g z + W_0^2)^{1/2}, \qquad (3\ 5\ 39)$$

где W_0 — ширина рупора при $z = 0$, а $\alpha = -8\pi\gamma/3$ (рис 3 35)

Мощность, передаваемая в моду E^x_{31} из моды E^x_{11} с начальным значением мощности P_0, будет осциллировать вдоль перехода, причем максимум передачи мощности дается выражением (3 3 28), где

$$\frac{P_{j\,\text{макс}}}{P_0} = \frac{4\gamma^2}{4\gamma^2+1} = \frac{(3\alpha/4\pi)^2}{(3\alpha/4\pi)^2+1}, \qquad (3.5.40)$$

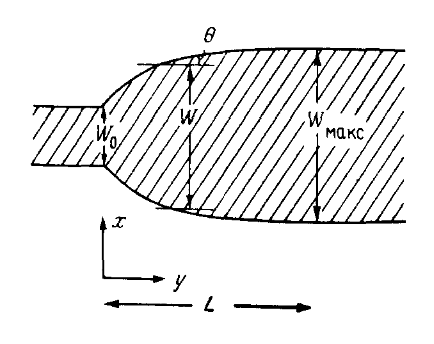


Рис.3.35. Вид сверху на параболический полосковый рупорный переход

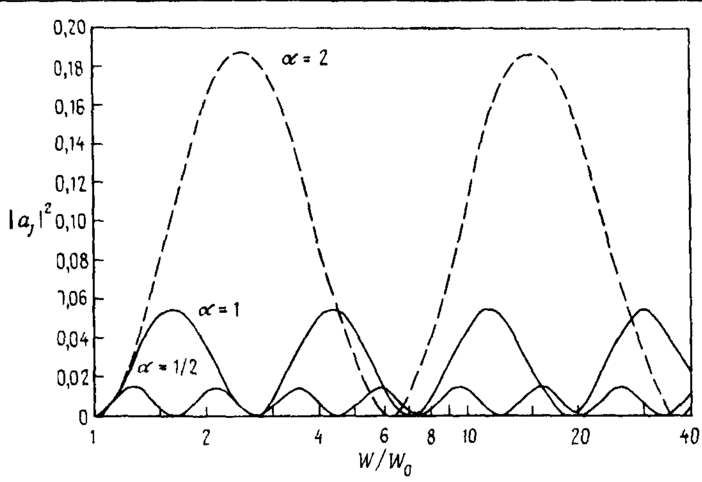


Рис. 3.36. Завнснмость мощностн в моде j от шнрнны W параболического рупорного перехода для нескольких значеннй параметра α Применимость использованного прнближения представляется сомннтельной для значеннй $\alpha > 1$

что для $\alpha \ll 4\pi/3$ равно $(3\alpha/4\pi)^2$ Поэтому в рупоре с $\alpha = 1$ по меньшей мере 94% мощности сохраняется в моде низшего порядка

Для параболической формы рупора выражение (3 3 25) приннмает вид

$$u = \int_{W_0}^{W} \frac{C_{ij}}{\gamma} dW \qquad (3\ 5\ 41)$$

В предельном **переходе** к большнм значенням W это выраженне преобразуется к внду

$$u = (2\pi/\alpha) \ln (W/W_0) \qquad (3\ 5\ 42)$$

На рис 3 36 нзображена зависимость мощностн, переданной нз моды i в моду j, от отношения W/W_0 для нескольких значений α, полученная из выражения (3 5 42) для u и точного решения (3 3 26) В соответствии с (3 3 26) суммарная переданная мощность зависнт от протяженности рупорного участка волновода При этом мощность, которая сохраняется в моде низшего порядка P_i, в этом двухмодовом прнближенни равна $1 - P_j$

Для данного **изменения** ширины волновода от W_0 до $W_{макс}$ длина параболического рупора будет зависеть от выбора конкретного значения α В соответствии с (3 3 26) мощность низшей моды после прохождения рупорного перехода будет зависеть от его протяжениости, поскольку

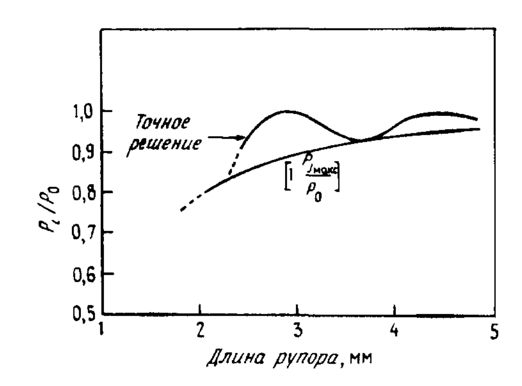


Рис. 3.37. Мощность P_i, сохраняющаяся в моде низшего порядка после распространення ее через параболнческий рупор, расшнряющийся от 3 до 50 мкм, в зависимости от длнны рупорного перехода при λ_g = 0,287 мкм P_0 — начальное значение мощности в низшей моде и P_l — мощность, переданная в моду E^x_{31} Точное решение записывается в виде (3 3 26), а приближенное — в виде (3 5 40)

для даниого коэффициеита расширения как α, так и конечное значеиие u являются функциями его длины На рис 3 37 построена зависимость мощностн, остающейся в низшей моде (P_i/P_0) после прохождения параболического рупора с расширением от 3 до 50 мкм (прн λ_g = 0,287 мкм), от длины структуры Точное решение показывает, что часть мощности, сохраняемая в низшей моде, не является монотонно возрастающей функцией длины рупора Если длина выбрана правильно, то ннтерфереиционные эффекты могут привести к тому, что совокупная передача мощности нз иизшей моды уменьшится и, следовательно, возрастет эффектнвность рупорного перехода Однако, как видно нз рис 3 37, приблнженное выраженне (3 5 40) дает инжнюю границу эффективности рупора

При параболической форме величина $\gamma = 2C_{ij}\ \theta/\Delta\beta_{ij}$ остается неизменной вдоль всего перехода и величина связи между модами E^x_{11} н E^x_{31} оказывается равномерно распределенной на всей длине рупора Это утвержденне неверно при других формах рупора, когда γ зависит от u, однако при любой форме рупора выполняется соотиошение

$$\int_0^{u_{\text{макс}}} \gamma \, du = \frac{-3}{4} \ln \frac{W_{\text{макс}}}{W_0}, \qquad (3\ 5\ 43)$$

так что интеграл от величины γ по u является функцией только коэффициента расширения рупора Зависимость $|\gamma|$ от u изображена иа рис 3 38 для трех различных конфигураций рупора при расширении от 3 до 50 мкм на одной н той же длине Эффекты, связанные с интерференцией мод, затрудняют сравнение свойств рупорных переходов различной

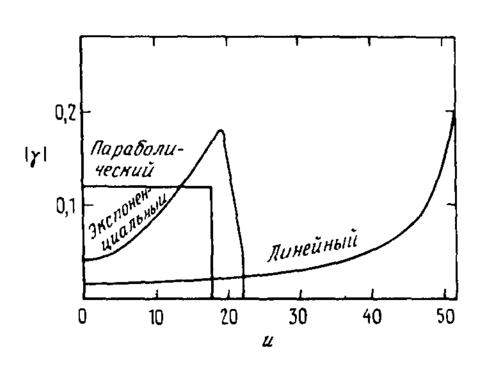


Рис.3.38. Зависимость величины связи γ от параметра u для трех различных форм рупорного перехода Во всех случаях переход расширяется от 3 до 50 мкм на длине 4325 мкм прн λ_g = 0,287 мкм Форма параболического перехода описывается выражением $W = \sqrt{(3)^2 + 2\lambda_g z}$, а форма линейного перехода—выражением $W = 3 + 2(0{,}00543)z$ Экспоненциальный рупор описывается формулой $W = 50\,[1 - \exp(-z/1537)] + 3$

формы Однако, чтобы миинмизировать совокупную передачу мощности из низшей моды, желательно использовать такую форму перехода, чтобы среднее значение велнчины $|\gamma|$ не было велико на интервале, на котором u изменяется на π Поскольку на широкой стороне рупора значение γ для линейного рупорного перехода превышает значение γ для параболической конфигурацин при однаковых длине и расширении, то ясно, что предпочтение следует отдавать параболическим переходам Сравнение этих результатов с чнсленным расчетом для другнх форм рупоров [3 28, 3 29] подтверждает сделанный вывод

Кроме того, что параболическая структура теоретически наиболее

эффективна с точки зрения преобразования мод, ее важным преимуществом является наличие аналитического решения (3 3 28)

Это позволяет конструировать рупорные переходы без численного моделирования для каждого конкретного случая Экспериментальное исследование свойств параболических рупоров показало, что их эффективность составляет ~90% при расширении от 4—8 до 30 мкм и находится в хорошем согласии с приведенной здесь теорией [3 33]

3.6. ТРЕХПЛЕЧЕВЫЕ РАЗВЕТВИТЕЛИ

До сих пор мы рассматривали двухплечевые разветвители с известными симметричными и антисимметричными модами В трехплечевых разветвителях конфигурация поля мод не столь очевидна и, разумеется, зависит от симметрии структуры Поэтому мы сначала определим собственные моды для системы трех волноводов, а затем, используя предыдущие результаты, полученные для ступенчатых переходов и метод суперпозиции, исследуем работу разветвителя 3 x 2 [3 34]

3.6.1. Собственные моды системы трех связанных волноводов

Для рассмотрения работы трехплечевого разветвителя определим сначала локальные собственные моды трех связанных волноводов, изображенных на рис 3 39 Предположим, что внешние волноводы одинаковы

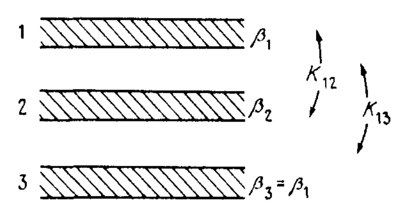


Рис.3.39. Три связанных полосковых волновода Волноводы 1 и 3 одинаковы и находятся на одном и том же расстоянии от волновода 2

и находятся на одном и том же расстоянии от центрального волновода При этом коэффициент K_{12} $(=K_{23})$ будет определять связь любых двух соседних волноводов, а K_{13}—связь между внешними волноводами Уравнения связанных мод, описывающие эту систему и полученные за счет обобщения выражений (3 1 3) и (3 1 4), могут быть записаны в виде

$$\frac{da_1}{dz} - j\beta_1 a_1 - j|K_{12}|a_2 - j|K_{13}|a_3 = 0, \qquad (3\ 6\ 1)$$

$$\frac{da_2}{dz} - j\beta_2 a_2 - j|K_{12}|a_1 - j|K_{12}|a_3 = 0, \qquad (3\ 6\ 2)$$

$$\frac{da_3}{dz} - j\beta_3 a_3 - j|K_{13}|a_1 - j|K_{12}|a_2 = 0, \qquad (3\ 6\ 3)$$

где a_1—амплитуда, а β_1—постоянная распространения моды в волноводе 1 и т д В случае когда $\beta_3 = \beta_1$, уравнения, описывающие эту систему, могут быть сведены к уравнениям эквивалентиой двухмодовой структуры следующей подстановкой [3 35]

$$a(z) = a_2(z), \qquad (3\ 6\ 4)$$

$$b(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[a_1(z) + a_3(z)\right] \qquad (3\ 6\ 5)$$

При **этом мы** имеем

$$\frac{da}{dz} - j\beta_a a - j|K|b = 0, \qquad (3\ 6\ 6)$$

$$\frac{db}{dz} - j\beta_b b - j|K|a = 0 \qquad (3\ 6\ 7)$$

Уравнения (3 3 6) и (3 3 7) представляют **собой уравнения с**вязанных мод для двух волноводов a и b, таких что

$$\beta_a = \beta_2\ , \qquad , \qquad (3\ 6\ 8)$$

$$\beta = \beta + |K_{12}|, \qquad (3\ 6\ 9)$$

$$|K| = \sqrt{2}|K_{12}| \qquad (3\ 6\ 10)$$

Одна из локальных собственных мод рассматриваемой нами системы трех связанных волноводов может быть получена из частного решения $a(z) = b(z) = 0$ Подстановка в (3 6 1)—(3 6 3) дает антисимметричную локальную собственной моду, которую мы обозначим индексом j, т е

$$A_j\ (z) = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 0 \\ -1/\sqrt{2} \end{bmatrix} e^{j\beta_j z}, \qquad \mathbf{(3\ 6\ 11)}$$

где

$$\beta_l = \beta_1 - |K_{13}|. \qquad (3.6.12)$$

Вектор-столбец в выраженни (3 6 11) представляет амплитуды поперечного распределеиия поля в каждом из волноводов:

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}$$

и нормирован иа единичную мощность Обе локальные собственные моды для эквивалентной системы двух волноводов могут быть получены из стандартного преобразования локальных собственных мод для (3.6.6) и (3.6.7), как было показано в разд.3 1.2. Однако необходимо заметить, что антисимметричная мода j эквивалентной двухволноводной системы соответствует симметричной моде трехволноводной системы, которую мы обозиачим индексом k Тогда амплитуды локальных собственных мод a_i и a_k запишутся в виде

$$a_i(z) = \begin{bmatrix} d \\ e \end{bmatrix} e^{j\beta_i z}, \qquad (3\,6.13)$$

$$a_k(z) = \begin{bmatrix} -e \\ d \end{bmatrix} e^{j\beta_k z}, \qquad (3.6.14)$$

где вектор-столбец представляет собой амплитуды полей ϕ_a и ϕ_b:

$$\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}.$$

Постоянные распространения собственных мод имеют вид

$$\beta_i = \bar{\beta} + |K| \ (X^2 + 1)^{1/2}, \qquad (3.6.15)$$

$$\beta_k = \bar{\beta} - |K|(X^2 + 1)^{1/2}, \qquad (3.6.16)$$

где, как указывалось в разд 3 1 2,

$$\bar{\beta} = \frac{1}{2} (\beta_a + \beta_b) , \qquad (3.6.17)$$

$$X = \Delta\beta/2|K|, \qquad (3.6\,18)$$

$$\Delta\beta = \beta_a - \beta_b , \quad \text{а} \qquad (3.6\,19)$$

$$d = \left[\frac{1}{2} \left[1 + \frac{X}{(X^2 + 1)^{1/2}} \right] \right]^{1/2}, \qquad (3.6.20)$$

$$e = \left[\frac{1}{2} \left[1 - \frac{X}{(X^2 + 1)^{1/2}} \right] \right]^{1/2}, \qquad (3\ 6\ 21)$$

так что $d^2 + e^2 = 1$.

Преобразуя векторы-столбцы в выражениях (3.6.13) и (3 6 14) от эквивалентиой двухволноводной системы в первоначальную трехволноводную, мы получим симметричиые локальные собствеиные моды этой трехволноводной системы. Воспользуемся выражениями (3 6 4) и (3.6.5), а также условием нормировки на единичную мощность В результате мы найдем следующие выражения·

$$A_i(z) = \begin{bmatrix} e/\sqrt{2} \\ d \\ e/\sqrt{2} \end{bmatrix} e^{j\beta_i z}, \qquad (3.6.22)$$

$$A_k(z) = \begin{bmatrix} d/\sqrt{2} \\ -e \\ d/\sqrt{2} \end{bmatrix} e^{j\beta_k z}. \qquad (3\ 6\ 23)$$

Эти локальные собственные моды обладают свойством симметрии $a_1 = a_3$, как и следовало ожидать из симметрии системы

Распределение мощности между центральиым и виешними волноводами в локальных собственных модах i и k зависит от параметра X, который в соответствии с (3.6 18), (3.6 19) и (3.6 8) – (3.6.10) можно записать в виде

$$X = \frac{\overline{\Delta\beta} - |K_{13}|}{2\sqrt{2}\ |K_{12}|}, \qquad (3\ 6\ 24)$$

где $\overline{\Delta\beta} = \beta_2 - \beta_1$—разница в постоянных распространеиия трех связанных волноводов. Например, если $X = 0$, то $d = e = 1/\sqrt{2}$ При больших значениях ширины зазора $X \to 0$, если $\overline{\Delta\beta} = 0$ Однако, если $\overline{\Delta\beta} > 0$, то при больших велнчинах зазора $X \to \infty$, $d = 1$, $e = 0$ Распределения локальных собственных мод для этих случаев показаны на рис 3.40 Эти распределения аналогичны соответствующим распределениям для синхроиного ($\Delta\beta = 0$) и несинхрониого ($\Delta\beta \neq 0$) режимов работы двухплечевого разветвителя Отлнчие этнх случаев заключается в том, что

при малых расстояниях между волноводами величина $\Delta\beta$ становится функцией ширины зазора через коэффициент связи K_{13}

Удобство подхода, основанного на рассмотрении эквивалентной системы двух связанных волноводов, заключается в том, что многие выводы, полученные для двухплечевого разветвителя, могут быть применены и к трехплечевой структуре В частности, передача мощности между локальными собственными модами на ступенчатой неоднородности может быть определена из (3 2 7) в виде

$$\frac{|A_{k1}|^2}{|A_{i0}|^2} = \frac{(f_0 - f_1)^2}{(f_0 - f_1)^2 + (1 + f_1 f_0)^2} \qquad (3\ 6\ 25)$$

для моды i, падающей на переход, где $f = e/d$ (3 1 11), а индексы 0 и 1 соответствуют областям по обе стороны от неоднородности Следует заметить, что интеграл перекрытия между антисимметричной модой j и симметричными модами i и k всегда равен нулю, что обусловливает отсутствие передачи мощности между модой j и любой из мод i или k

В случае $\overline{\Delta\beta} > 0$ мы имеем переход от значения X_0 в сечении с нулевой или малой шириной зазора к значению $X = \infty$ при бесконечно большом расстоянии между волноводами При возбуждении моды i выражение (3 6 25) сводится к (3 4 25), и мы имеем формулу

$$\frac{|A_{k1}|^2}{|A_{i0}|^2} = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{X_0}{(X_0^2 + 1)^{1/2}}\right], \qquad (3\ 6\ 26)$$

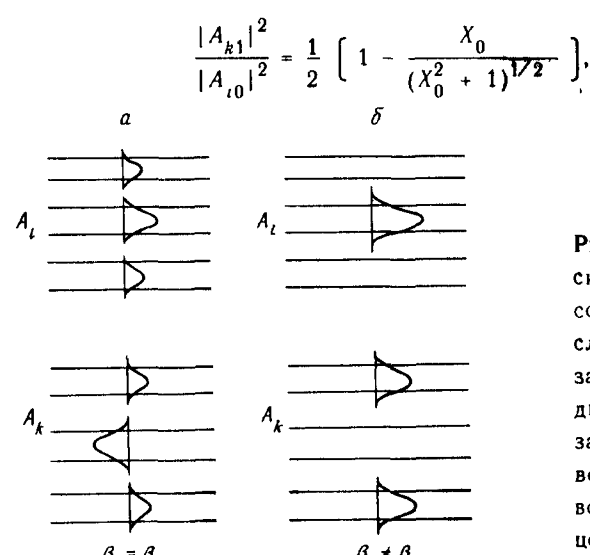


Рис.3.40. Конфигурация симметричных локальных собственных мод i и k в случае большой ширины зазоров, когда волноводы практически не связаны *а* — три идентичных волновода, *б* — внешние волноводы отличаются от центрального.

которая есть не что иное, как выражение (3 6 21) для e^2 при $X = X_0$

Выражения (3 6 25) и (3 6 26) были получены в рамках теории связанных мод и справедливы в режиме, в котором эта теория является хорошим приближением Это условие выполняется, когда плечи разветвителя разнесены на большое расстояние друг от друга (слабая связь) или, в соответствии с (3 6 26), когда эквивалентная система двух волноводов близка к синхронизму (малые значения X_0)

3.6.2. Разветвитель 3 × 2

Здесь для исследования волноводного разветвителя 3 × 2, показанного на рис 3 41, мы будем использовать метод локальных собственных мод, развитый в разд 3 6 1 для системы трех связанных волно- Данное устройство применяется в волоконно-оптических гироскопах [3 36] В этом случае излучение от источника вводится в центральный волновод с правой стороны разветвителя, два плеча слева подсоединяются к волоконно-оптической петле гироскопа, а выходной сигнал снимается с внешних плеч в правой части устройства Рассмотрим работу волноводного разветвителя в режиме делителя мощности при резких переходах, так как это позволит нам воспользоваться принципом суперпозиции мод при определении относительной величины изменения фазы и аналитическим выражением (3 6 26) для передаваемой мощности Рассмотрим также и более общий случай, когда разница в постоянных распространения в центральном и внешних волноводах невелика ($\Delta\beta \neq 0$), хотя данная задача может быть решена любым из двух перечисленных выше методов

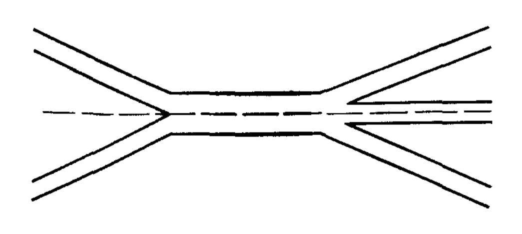


Рис.3.41. Волноводный разветвитель 3 × 2

Для структуры, изображенной на рис 3 42, предположим, что $W_1 = W_3 \simeq W_2$ и $W_4 = W_5$, где W_i—ширина i-го волновода Допустим также, что каждый из волноводов поддерживает только одну моду, так что центральный участок шириной $2W_4$ является двухмодовым, а в сечении

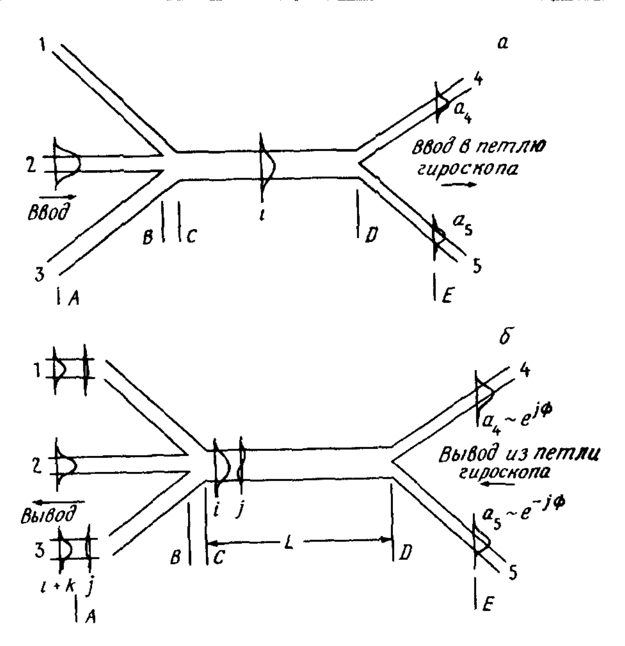


Рис.3.42. Входное (*а*) и выходное (*б*) модовые распределения в разветвителе 3 × 2.

B, где ширина составляет $2W_1 + W_2$, существуют три собственные моды. На' переходе от сечения *B* к *C* ширина волновода уменьшается, так что он переходит от трехмодового участка к двухмодовому.

На рис.3.40,*б* показаны локальные собственные моды сильно разнесенных волноводов (сечение *A*) для случая $\overline{\Delta\beta} > 0$ При вводе единичной мощности в волновод 2 будет возбуждаться только локальная собственная мода *i*, которая по мере распространения в разветвителе, как следует из (3.6.26), к моменту достижения сечения *B* (рис.3.42,*а*) передает часть e^2 мощности в моду *k*. Полная амплитуда $\psi(B)$ моды в сечении *B* дается выражением

$$\psi(B) = (1 - e^2)^{1/2}\psi_i - e\psi_k \, , \tag{3 6.27}$$

где *e* вычисляется в сечении *B*, а ψ_i и ψ_k представляют собой поперечные распределения амплитуд симметричных локальных собственных мод в этом сечении. В выражение (3 6 27) мы включили относительную фазу (π) между ψ_i и ψ_k, которая появляется из предположения о режи-

ме делеиия мощиости и определеиий (3.6.22) и (3.6.23). Выбор этого значеиия обусловливает сипфазиый характер колебаний в цептральиом волноводе. Мы предполагаем адиабатический характер сужающегося перехода от сечеиия B к C, так что мода k отсекается. При этом происходит потеря мощиости e^2, а мода i преобразуется без потерь мощнс ти в моду i двухмодового участка в сечении C. Мода i затем распространяется к сечению D, где, как мы считаем, происходит симметричное ($\beta_4 = \beta_5$) разделение ее мощности между двумя концами волокоиио-оптической петли гироскопа В каждом из плеч разветвителя амплитуды мод иесвязанных волиоводов равны $a_4 = a_5 = [(1 - e^2)/2]^{1/2}$ После прохождеиия петли каждая из мод испытывает иевзаимиый фазовый сдвиг ϕ, обусловлеиный суммарным саньяковским изменением фазы иа 2ϕ за счет вращеиия петли. При этом амплитуды мод, прошедших петлю, в сечении E (рис.3.42,*б*) даются выражеиием

$$\begin{bmatrix} a_4 \\ a_5 \end{bmatrix} = \left[\frac{1 - e^2}{2}\right]^{1/2} \begin{bmatrix} e^{j\phi} \\ e^{-j\phi} \end{bmatrix}. \tag{3 6.28}$$

Эти моды затем поступают в разветвитель и образуют комбииацию симметричиой ($i2$) и аитисимметричной ($j2$) мод с относительиым сдвигом фазы $\pi/2$ в сечеиии D двухмодовой структуры, как показано в разд 3.4.4. При этом полиая амплитуда $\psi(D)$ моды в сечении D дается выражеиием

$$\psi(D) = (1 - e^2)^{1/2}(\cos \phi\psi_{i2} + j \sin \phi\psi_{j2}). \tag{3.6.29}$$

Здесь ψ_{i2} и ψ_{j2}—поперечиые распределения поля локальиых собствеиных мод двухмодового волиовода. Эти моды иитерферируют по мере распространеиия к сечеиию C, где полная амплитуда моды $\psi(C)$ запишется в виде

$$\psi(C) = (1 - e^2)^{1/2}\left[\cos \phi\ \psi_{i2}\ e^{j\beta_{i2}L} + j \sin \phi\ \psi_{j2}\ e^{j\beta_{j2}L}\right]. \tag{3.6 30}$$

Здесь β_{i2} и β_{j2}—постояииые распростраиеиия локальных собствеиных мод между сечениями C и D, а L—длииа взаимодействия мод на этом участке. По мере распростраиеиия этих мод из разветвителя к сечеиию A мода i будет снова передавать часть e^2 мощиости моде k, в то время как мощиость моды j останется иеизменной. Локальные собственные моды иа выходе в сечеиии A даются выражеииями

$$\psi_i = (1 - e^2)\cos\phi \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{j\beta_{i2}L}, \qquad (3.6.31)$$

$$\psi_j = (1 - e^2)^{1/2} \sin\phi \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 0 \\ -1/\sqrt{2} \end{bmatrix} e^{j(\beta_{j2}L - \pi/2)}, \qquad (3.6.32)$$

$$\psi_k = e(1 - e^2)^{1/2} \cos\phi \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 0 \\ 1/\sqrt{2} \end{bmatrix} e^{j\beta_{i2}L}, \qquad (3\ 6\ 33)$$

где e определяется в сечении B Мощность на выходе каждого из волноводов находнтся методом суперпозиции локальных собственных мод, определяемых выражениями (3 6 31)—(3 6 33) В результате получим

$$P_{\substack{1\\3}} = \frac{1}{2}(1 - e^2)\,[1 - (1 - e^2)\cos\phi \pm (e\cos\alpha)\sin 2\phi], \qquad (3\ 6\ 34)$$

$$P_2 = (1 - e^2)^2\cos^2\phi, \qquad (3\ 6\ 35)$$

где в выраженин (3 6 34) знак плюс соответствует мощности P_1, знак минус — мощности P_3, а $\alpha = (\beta_{j2} - \beta_{i2})\,L - \pi/2$

Выражения (3 6 34) и (3 6 35) показывают, что выходные мощности разветвнтеля 3 × 2 зависят от значения X в сечении B и длнны L интерференционного участка между C и D Применительно к гнроскопу выбором этнх параметров можно достичь максимальной его чувствительиости S, которая при условни, что на входе вводится едничная мощиость, определяется следующим образом

$$S = \frac{dP_1}{d2\phi}\Big|_{\phi=0} = \frac{1}{2}(1 - e^2)\,e\cos\alpha \qquad (3\ 6\ 36)$$

Максимальная чувствительность достигается для значенн́й $e^2(B) = 1/3$ и $\alpha = 0$ Удобство проведенного выше анализа разветвителя 3 × 2 связано с тем, что при сделанном предположении о резкой расходнмости трехплечевого разветвнтеля весь фазовый сдвнг между локальнымн собственнымн модами происходнт на длнне L интерференцноиного участка Из выражения (3 6 36) видно, что чувствительность устройства увеличнвается за счет фазового сдвнга на $\pi/2$ в этой области Оптнмнзация параметров устройства достигается за счет возможного увеличения члена, описывающего интерфереицию локальных собственных мод j и k иа выходе волноводов 1 нлн 3 $\psi_j\psi_k^* + \psi_j^*\psi_k$ При этом мода i ие игра-

ет роли, так как ее амплитуда на выходе равна нулю Значение X в сечении B, необходимое для выполнения условия $e^2(B) = 1/3$, вычисляется с помощью (3 6 26) и записывается в виде

$$X(B) \equiv \frac{\overline{\Delta\beta} - |K_{13}(B)|}{2\sqrt{2}|K_{12}(B)|} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \tag{3 6 37}$$

В данном выражении в свою очередь необходимо выполнение условия $\overline{\Delta\beta} = |K_{12}(B)| + |K_{13}(B)|$ При этом в разветвителе теряется 1/3 введенной мощности, причем эти потери не зависят от ϕ Благодаря такой оптимизации мощности на выходе могут быть записаны в виде

$$P_{\substack{1\\3}} = \frac{1}{9}(2 \quad \cos 2\phi \pm \sqrt{3} \sin 2\phi), \tag{3 6 38}$$

$$P_2 = \frac{2}{9}(1 + \cos 2\phi) \tag{3 6 39}$$

При этом максимальная чувствительность устройства составит $S = (3\sqrt{3})^{-1}$ Вычисленные по формулам (3 6 38) и (3 6 39) мощности представлены на рис 3 43 По сравнению с волоконно-оптическим гироскопом, созданным на базе обычного разветвителя 2 × 2, гироскоп на разветвителе 3 × 2 имеет максимальную чувствительность при нулевом сдвиге фазы за счет эффекта Саньяка (при нулевой угловой скорости) [3 36]

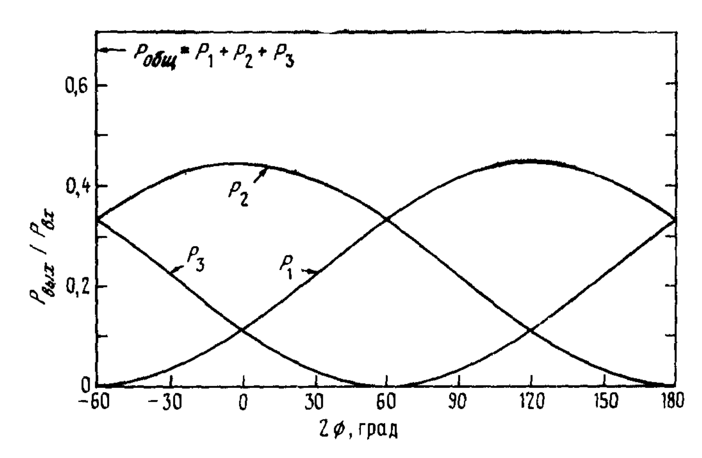


Рис.3.43. Зависимости выходной мощности в полосковом волноводе от саньяковского фазового сдвига, построенные в соответствии с выражениями (3 6 38) и (3 6 39)

3.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные выше примеры различных ответвителей, двух и трехплечевых разветвителей и рупорных переходов показывают широкие возможности применения теории локальных собственных мод для выполнения количественных расчетов с целью проектирования таких устройств. Эти расчеты необходимы, поскольку если ступенчатый переход сделать слишком резким, то возможно существенное излучение мощности, а если адиабатический переход выполнить слишком длинным, он будет занимать очень много места и в нем будут сказываться обычные потери на распространение. В последующих главах будет показано, как переходы обоих типов могут быть использованы при создании различных практически важных устройств.

Литература

3.1. *Burns W.K., Milton A.F.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 32—39 (1975).
3.2. *Miller S.E.* —Bell Syst. Tech. J., **33**, 661—719 (1954).
3.3. *Louisell W.H.* Coupled Mode and Parametric Electronics. —Willey, New York, 1960. [Имеется перевод: *Люиселл У.* Связанные параметрические колебания в электронике. —М.: ИЛ, 1963.]
3.4. *Yariv A.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 919—933 (1973).
3.5. *Burns W.K., Milton A.F., Lee A.B., West E.J.* —Appl. Opt., 15, 1053—1065 (1976).
3.6. *Marcuse D.* Theory of Dielectric Optical Waveguides. —Academic, New York, 1974, Cha 3.
3.7. *Fox A.G.* —Bell Syst. Tech. J., **34**, 823—852 (1955).
3.8. *Louisell W.H.* —Bell Syst. Tech. J., **34**, 853—870 (1955).
3.9. *Marcuse D.* —Bell Syst. Tech. J., **49**, 273—290 (1970).
3.10. *Milton A.F., Burns W.K.* —Appl. Opt., **14**, 1207—1212 (1975).
3.11. *Izutsu M., Enokihara A., Sueta T.* —Opt. Lett., **7**, 549—551 (1982).
3.12. *Ihaya A., Furuta H., Noda H.* —Proc. IEEE., **60**, 470 (1972).
3.13. *Milton A.F., Burns W.K.* —IEEE Trans. Circuits and Systems, **CAS-26**, 1020—1028 (1979).
3.14. *Burns W.K., Milton A.F.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**,

446—454 (1980).
3.15. *Yajima H.*—IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 749—755 (1978).
3.16. *Burns W.K., Moeller R.P., Bulmer C.H., Yajima H.*—Appl. Opt., **19**, 2890—2896 (1980).
3.17. *Murakami Y., Ikeda M.*—Electron. Lett., **17**, 411—433 (1981).
3.18. *Cullen T.J., Wilkinson C.D.W.*—Opt. Lett., **10**, 134—136 (1984).
3.19. *Anderson I.*—Microwaves, Optics and Acoustics, **2**, 7—12 (1978).
3.20. *Sasaki H., Mikoshiba N.*—Electron. Lett., **17**, 136—138 (1981).
3.21. *Baets R., Lagasse P.E.*—Appl. Opt., **21**, 1972—1978 (1982).
3.22. *Kuznetsov M.*—J. Lightwave Tech., **LT-3**, 674—677 (1985).
3.23. *Burns W.K., Lee A.B, Milton A.F.*—Appl. Phys. Lett., 29, 790—792 (1976).
3.24. *Sasaki H., Anderson I.*—IEEE J Quantum Electron., **QE-14**, 883—892 (1978).
3.25. *Tsai C.S., Kim B., El-Akkai F.R.*—IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 513—517 (1978).
3.26. *Neyer A.*—Electron. Lett., **19**, 553—554 (1983).
3.27. *Neyer A., Mevenkamp W., Thylen L., Lagerstorm B.*—J. Lightwave Tech., **LT-3**, 635—642 (1985).
3.28. *Winn R.K., Harris J.H.*—IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-23**, 92—97 (1975).
3.29. *Nelson A.R.*—Appl. Opt., **14**, 3012—3015 (1975)
3.30. *Milton A.F., Burns W.K*—IEEE J Quantum Electron., **QE-13**, 828—835 (1977).
3.31. *Marcuse D.* Light Transmission Optics.—Van Nostrand Reinhold, New York, 1972, 322—324. [*Имеется перевод: Маркузе Д.* Оптические волноводы.—М. Мир, 1974.]
3.32. *Marcatili E.A.J.*—Bell Syst. Tech J., **48**, 2071—2102 (1969).
3.33. *Burns W.K., Milton A.F., Lee A.B.*—Appl. Phys. Lett., **30**, 28—30 (1977)
3.34. *Burns W.K., Milton A.F.*—IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1790—1796 (1982).
3.35. *Snyder A.W.*—J. Opt. Soc. Am., **62**, 1267—1277 (1972).
3.36. *Sheem S.K.*—Appl. Phys. Lett., **37**, 869—871 (1980).

4. ВОЛНОВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА, ПОЛУЧЕННЫЕ ДИФФУЗИЕЙ ТИТАНА В НИОБАТ ЛИТИЯ

*Р Олфернес**

В настоящее время интенсивно развиваются методы получения волноводных устройств на подложках из ниобата лития Была продемонстрирована возможность создания целого ряда различных конструкций, параметры которых оптимизировались несколькими группами исследователей В результате этого для таких применений волноводных структур на ниобате лития, как, например, внешние модуляторы для быстродействующих линий дальней связи, были достигнуты хорошие результаты Фактически, устройства, достигшие уровня промышленных образцов, являются в настоящее время коммерчески доступными Ниобат лития обладает рядом важных практических преимуществ, таких, например, как высокое значение электрооптических и акустооптических коэффициентов Однако немаловажным фактором является и то, что ниобат лития выпускается промышленностью в виде подложек достаточно большого размера (пластины 7,5 см) Более того, технология их изготовления относительно проста, а свойства материала хорошо изучены и на них составлена подробная документация

В этой главе мы дадим обзор различных технологий, применяемых при создании волноводных устройств на ниобате лития Особенно подробно будут рассмотрены управляемые электрооптические элементы на базе полосковых волноводов, которые находят широкое применение для оптической связи и в качестве датчиков Значительные успехи достигнуты также в области использования плоских волноводов для обработки сигналов [4 1], однако эти применения нами здесь рассматриваться не будут Несмотря на то что технология устройств на ниобате лития достаточно хорошо изучена, отдельные ее аспекты продолжают развиваться и обогащать наше понимание физических процессов Вместе с тем с феноменологической точки зрения нам известно, как изготавливать «хорошие» волноводы, позволяющие реализовать требуемые функции устройств при заданном уровне потерь, прикладываемого напряжения и полосы модуляции Более того, для основных типов структур нам понятны причины, обусловливающие их достоинства и недостатки Именно эти причины, связанные со свойствами материала и применяемой технологии, будут подробно рассмотрены в этой главе

---

* *Rod C Alferness*, AT&T **Bell Laboratories, Crawford Hill Laboratory**, Box 400 Holmdel, **NJ07733, USA.**

4.1. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ

Для изготовления волноводов на подложках из ниобата лития используются три различных метода Первоначально волноводы получали за счет термической диффузии Li_2O из волновода, которая приводила к повышению показателя преломления необыкновенной волны n_e [4 2] (Ниобат лития является одноосным кристаллом с необыкновенным показателем преломления для волны, поляризованной вдоль оси z) Однако такие волноводы могут поддерживать волну только одной поляризации, кроме того, изменение показателя преломления, достижимое таким образом, мало, что приводит к относительно слабой направленности волноводных мод Недостатком этого метода является также и то, что полосковые волноводы могут быть получены только травлением гребневой структуры Эти трудности могут быть преодолены за счет диффузии в подложку некоторой добавки, обычно титана, с целью повышения показателя преломления [4 3] Недавно волноводы стали создавать методом ионного обмена, аналогичного тому, который применяется и для стеклянных подложек Первоначально для этой цели использовался процесс обмена с ионами Ag из расплава $AgNO_3$ [4 4] В последнее время широко применяется процесс протонного обмена с бензойной [4 5] и другими [4 6] кислотами В этом случае, как и при диффузии во внешнюю среду, изменяется только показатель преломления для необыкновенной волны n_e Однако при этом достижимы очень большие перепады показателя преломления

Основываясь на опубликованных результатах, мы можем заключить, что для большинства применений предпочтительно использовать волноводы, полученные диффузией титана Именно эту технологию мы и рассмотрим здесь более подробно Волноводы, создаваемые методом протонного обмена, имеют низкую стабильность параметров и снижение электрооптического эффекта Несмотря на это некоторые электрооптические устройства получают и методом протонного обмена, причем достижимость в этих структурах большого перепада показателя преломления и некоторое снижение электрооптических эффектов являются их важными преимуществами Кроме того, протонный обмен может применяться в качестве дополнительного процесса при создании волноводов диффузией титана Такие комбинированные структуры могут быть полезны в некоторых конкретных случаях Поэтому мы дадим также и обзор методов протонного обмена

4.1.1. Волноводы, полученные диффузией титана

Технология создания волноводов путем диффузии титана достаточно проста. Хотя существуют некоторые другие варианты такой технологии, на рис.4.1 приведены основные этапы литографического процесса, при-

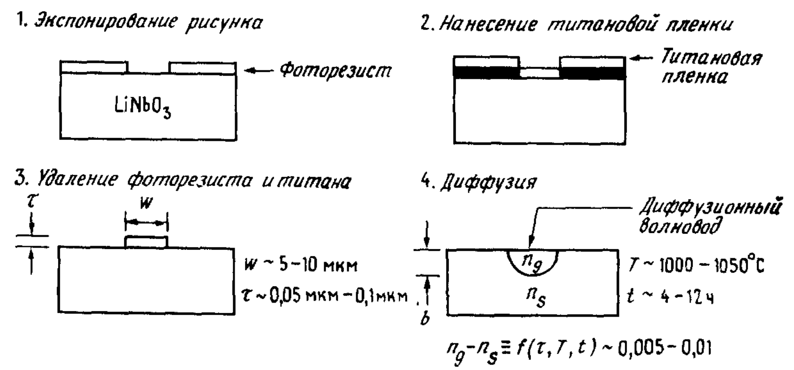


Рис.4.1. Основные этапы создания полосковых волноводов из Ti $LiNbO_3$

водящие к формированию структуры полосковых волноводов необходимой конфигурации. Первоначально на очищенную поверхность полированного кристалла наносится фоторезист, который засвечивается ультрафиолетовым излучением через маску, имеющую конфигурацию создаваемого волновода. После проявления экспонированного фоторезиста на его поверхности образуются окна, повторяющие конфигурацию маски Далее на поверхность образца наносится пленка титана, для чего обычно используется высокочастотное распыление, распыление электронным пучком или термическое напыление. После этого образец опускается в растворитель, смывающий фоторезистивную маску с напыленным на нее титаном, в результате чего на поверхности кристалла остается требуемый рисунок, образованный титановой пленкой. Вместо этого процесса «взрывной» литографии рисунок можно формировать нанесением титана на всю поверхность подложки и селективного травления требуемых участков

Далее образец помещается в печь для проведения диффузии при температурах 980—1050°C на время, составляющее в среднем 4—10 ч. При минимальных в указанном интервале значениях температуры требуется длительное время диффузии, а верхний предел температуры определяется ее значением в точке Кюри (~ 1125°C) [4.7], превышать который

нежелательно во избежание деполяризации кристалла. Для успешного проведения диффузии требуется соблюдение и ряда других условий В первых опытах процесс нагрева и диффузии проводился в потоке аргона, пропускаемого через воду [4.8]. При этом образцы охлаждались после диффузии в атмосфере кислорода с целью окисления кристаллов и компенсации потери кислорода при диффузии. Для уменьшения фоторефракции первоначально применялся водяной пар [4 9]. Позднее было установлено, что этот процесс снижает диффузию Li_2O из образца [4 10, 4 11], которая может привести к нежелательному образованию планарного волновода для необыкновенной поляризации. Обычно относительная влажность в потоке газа 80% является достаточной для избежания образования такого волноводного слоя при температуре диффузии ниже 1000°C [4.12]. Однако этот метод успешно применялся и при температурах 1050°C.

Другим способом [4.12], позволяющим снизить нежелательную диффузию из кристалла, является помещение в потоке газа до образца нагреваемого источника Li_2O, насыщающего незамкнутый объем, такого, как Li_2CO_3 [4.13] или $LiNbO_3$ [4.14]. Аналогичный результат может быть достигнут в замкнутом объеме печи без специального источника [4 15]. Другой сходный метод заключается в запрессовке подложки в порошок $LiNbO_3$ идентичного состава [4 16]. Насыщение объема газа оксидом лития достигается за счет спрессованного порошка, и Li_2O, первоначально содержащийся в подложке, сохраняется в ней в процессе диффузии. Другим подходом является компенсация изменения показателя преломления за счет диффузии в области, прилегающие к полосковому волноводу, вещества, снижающего коэффициент преломления, например, такого, как оксид магния [4 17] Хотя ни один из этих методов не исключает диффузии из образца Li_2O полностью, благодаря им в большинстве случаев удается избежать образования нежелательного планарного волновода

Помимо легкости изготовления волноводные структуры $Ti{:}LiNbO_3$ обладают тем преимуществом, что важные параметры волноводов—ширина полоски, эффективная глубина и максимальный перепад показателей преломления—могут быть выбраны независимо друг от друга в данном технологическом процессе В упрощенном представлении глубина волновода d зависит от времени диффузии t, температуры процесса T и в меньшей степени от ширины титановой полоски Ширина волновода задается выбранными параметрами маски при фотолитографическом процессе, однако может несколько увеличиваться за счет боковой диффузии. Наиболее важный параметр—максимальный перепад показателя преломле-

ния Δn — зависит при фиксированных T и t от толщины и плотности титановой пленки. Эти соображения могут быть отражены численно за счет использования простой математической модели диффузии. При условии, что титановая пленка полностью продиффундировала в кристалл, относительная концентрация титана как функция глубины y запишется в виде [4.18]

$$C(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\tau}{d} \exp \left[\frac{-y}{d}\right]^2, \qquad (4.1.1)$$

где τ — толщина исходной титановой пленки, а d — эффективная глубина диффузии. Последняя величина зависит от температуры диффузии T, температуры активации T_0 и коэффициента объемной диффузии D_0 следующим образом:

$$d = 2(Dt)^{1/2}, \qquad (4.1.2)$$

где $D = D_0 \exp(-T_0/T)$. Величины D_0 и T_0 определяются составом кристалла ниобата лития. Для наиболее часто используемой конгруэнтной комбинации $LiNbO_3$ (48,6 молярных % Li_2O) указанные значения [4.19] составляют $T_0 \approx 2{,}5 \cdot 10^4$ K и $D_0 = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ см^2/с.

Механизм изменения показателя преломления за счет диффузии титана к настоящему времени не до конца выяснен, однако известно, что фотоупругий эффект, вызванный напряжениями за счет проникновения Ti, играет важную роль в этом процессе [4.21]. Увеличение показателя преломления, конечно, зависит от концентрации Ti, но эта зависимость несколько отличается для обыкновенного n_o и необыкновенного n_e показателей преломления. Экспериментальные зависимости приведены на рис.4.2. Значение n_e зависит от концентрации строго линейно, в

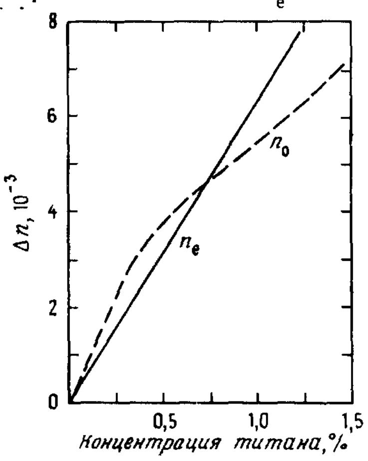


Рис.4.2. Изменение Δn обыкновенного n_0 и необыкновенного n_e показателей преломления в зависимости от концентрации титана для $\lambda = 0{,}63$ мкм. (Согласно [4.20].)

то время как n_o изменяется линейно (с иным коэффициентом) только при малых значениях концентрации титана и входит в насыщение при бо́льших ее значениях [4.20].

Благодаря боковой (вдоль поверхности) диффузии максимальное значение концентрации Ti в случае полосковых волноводов будет зависеть также от ширины титановой полоски Учитывая эти эффекты, можно показать, что максимальное изменение показателя преломления определяется параметром

$$\Delta n_p \alpha \frac{\tau}{d} \operatorname{erf} \left[\frac{w}{2d}\right], \qquad (4.1.3)$$

где w — ширина титановой полоски, а erf — интеграл ошибок. Важно отметить, что толщина титановой пленки τ имеет смысл при сравнении пленок лишь одинаковой плотности. Плотность титановой пленки зависит от метода нанесения; она приближенно равна объемной плотности при распылении электронным пучком и составляет около 70% этого значения при термическом напылении

4.1.2. Волноводы в $LiNbO_3$, полученные методом протонного обмена

Несмотря на то что для повышения необыкновенного показателя преломления за счет замещения ионов лития протонами использовались различные источники протонов, наиболее часто применяется бензойная кислота [4.5], чистая или разбавленная бензоатом лития [4.22]. В этом случае технология изготовления относительно проста. На очищенной подложке из ниобата лития создается металлическая маска с окнами требуемой для получения волноводов конфигурации. Затем образец погружается в расплав бензойной кислоты, которая при комнатной температуре находится в твердой фазе, а при нагреве до 122°C расплавляется. В процессе обмена температура поддерживается в пределах 200—249 °C (точка кипения). При использовании чистой бензойной кислоты профиль распределения показателя преломления близок к ступенчатому с максимальным увеличением показателя преломления $\Delta n_e = 0{,}12$ для необыкновенной волны и максимальным уменьшением $\Delta n_o = -0{,}04$ для обыкновенной волны. Коэффициент диффузии зависит от температуры и является анизотропным, причем он принимает меньшие значения для диффузии в направлении z и бо́льшие — в направлении оси x. Например, для чистой бензойной кислоты, расплавленной при температуре 235 °C, коэффициент диффузии составляет в направлениях x и z соответственно

~ 1 и 0,4 мкм^2/ч [4.22] Большое изменение показателя преломления и очень высокий коэффициент диффузии позволяют создавать одномодовые волноводы для видимого и инфракрасного излучения менее чем за 1 ч обмена При этом потери в планарных волноводах в видимом диапазоне составляют порядка 0,5 дБ/см [4 5]

К сожалению, ранние образцы волноводов, полученные обменом с расплавом чистой бензойной кислоты, деградировали с течением времени [4 23] или при помещении в постоянное электрическое поле [4.24] Кроме того, электрооптическая эффективность полосковых волноводов, полученных при использовании чистой бензойной кислоты, примерно в три раза меньше по сравнению с волноводами, изготовленными за счет диффузии титана и имеющими близкое значение эффективной площади сечения [4 25]. Это явное ухудшение электрооптического эффекта в области, в которой проведен обмен, особенно отрицательно сказывается на потенциальных возможностях волноводов с высоким перепадом показателя преломления, достигнутым за счет протонного обмена, так как они могли бы являться основой электрооптических устройств со значительно уменьшенным управляющим напряжением Такое уменьшение управляющего напряжения, получаемое за счет уменьшения ширины зазора между электродами, возможно, если площадь эффективного сечения будет достаточно мала (см разд 4.2 2) Некоторые из этих нежелательных эффектов могут быть уменьшены за счет использования источника протонов с избытком ионов лития, например бензойной кислоты, разбавленной бензоатом лития Типичными значениями концентрации добавки бензоата лития являются величины от 0,5 до 1 молярного процента. В то время как максимальное изменение показателя преломления остается таким же, как в случае чистой бензойной кислоты, коэффициент диффузии существенно уменьшается Например, при температуре 235°C коэффициент диффузии для 1 молярного процента разбавленного расплава уменьшается примерно в 10 и 6 раз для срезов по осям x и z соответственно. При этом снижении показателя преломления не наблюдалось в течение 10 месяцев [4 22].

Для некоторых конкретных применений, таких, как стыковка полоскового волновода с оптическим волокном, требуется существенно меньшее значение перепада показателя преломления Снижение показателя преломления и формирование более плавного профиля его распределения достигается путем отжига образца после протонного обмена. С применением этого метода были получены волноводы, обладающие малыми потерями и высокой эффективностью связи с оптическим волокном [4.26]. Действительно, хотя такие волноводы могут поддерживать моды лишь

одиой поляризации, по всем остальиым параметрам — площади эффективного сечеиия, потерям и эффективиости связи с оптическим волокиом — оии приближаются к волиоводам, получаемым диффузией титаиа.

В иастоящее время протоииый обмен является едииствеииым иадежиым способом получеиия больших измеиеиий показателя преломлеиия в ииобате лития. Достижеиие зиачительиых величин Δn важио при создаиии устройств с дифракциоииыми решетками [4.27], волиоводиых изгибов малого радиуса кривизиы [4 28], которые иеобходимы, иапример, при создании кольцевых резоиаторов [4.29], плаиариых лииз [4.30] и сильиоиаправляющих волиоводов для эффективиого электрооптического и акустооптического взаимодействий. Протоииый обмен с последующим отжигом может быть также использоваи для измеиеиия или ликвидации двулучепреломлеиия в волиоводах из ииобата лития, получеииых диффузией титаиа [4 31]. Эти преимущества протоииого обмеиа при создаиии пассивиых элемеитов были продемоистрироваиы раиее, одиако активиые электрооптические устройства, получеииые методом протоииого обмеиа, до сих пор ие достигли достаточио иизких зиачеиий управляющего иапряжеиия, близкнх к тем, которые используются в структурах $Ti:LiNbO_3$.

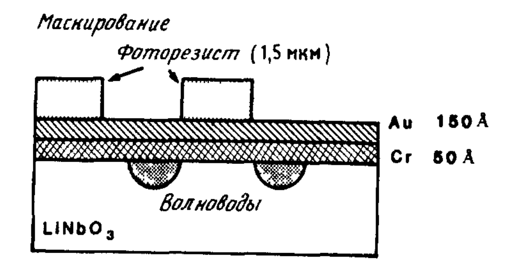
4.1.3. Технология создания устройств на волиоводных структурах

При создаиии электродов иа волиоводиой области иеобходимо предварительио иаиести промежуточиый (обычио диэлектрический) буфериый слой для сиижеиия потерь иа поглощеиие в металле за счет электрической компоиеиты поля волиы ТМ-тнпа (свет поляризоваи перпеидикулярио плоскости кристалла) [4.32]. Для этой цели широко используется слой из SiO_2 [4 33], обычио иаиосимый методом химического парофазного осаждеиия (CVD) [4.10] В длиииоволиовом диапазоне (λ = = 1,3 мкм) слой SiO_2 толщиной 0,2 мкм, иаиесеииый методом CVD, практически исключает потери иа поглощеиие [4 35] В последиее время для этой же цели используется оптически прозрачиый слой оксида индия [4.34] Иногда в устройствах с буфериым слоем наблюдается кратковремеииый (порядка секуид) дрейф параметров, из-за которого приложеиие постояииого иапряжеиия, необходимого в отдельиых случаях, стаиовится иевозможиым [4 36]. В некоторых, но не во всех случаях, этот иедостаток устраияется путем стравливаиия SiO_2 в области зазора между электродами [4.37]. Предположительио дрейф свизаи с

конечной (и зависящей от способа нанесения) проводимостью как буферного слоя, так и самой подложки

Выбор материала электродов зависит от их конкретного применения При сравнительно низком быстродействии (частота модуляции менее 100 МГц), удовлетворительные результаты можно получить, используя термически напыленный алюминий толщиной ~ 0,2 мкм с подслоем из хрома для увеличения адгезии Узкие электроды (~ 1 мкм), разделенные зазором, могут быть получены взрывной литографией. Более толстые пленки, позволяющие избежать омических потерь, применяются в модуляторах на высоких частотах. Фактически, алюминий толщиной 1-2 мкм может быть использован в диапазоне частот порядка гигагерц, но формирование узкого зазора, что важно для снижения питающего напряжения, в этом случае затруднено Более широкие зазоры между электродами (~ 30 мкм) могут быть получены обычным химическим травлением [4 39].

Наиболее предпочтительным материалом для электродов сверхбыстродействующих устройств является золото, которое может при электролитическом нанесении иметь толщину, равную нескольким микрометрам, и допускает формирование зазора шириной ~ 5 мкм [4.40]. Основные этапы получения таких электродов показаны на рис.4.3. Тонкая золотая



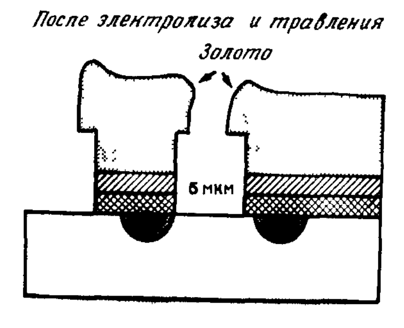


Рис.4.3. Технология изготовления толстых золотых электродов.

пленка-зародыш создается на всей поверхности кристалла После нанесения фоторезиста и фотолитографического формирования рисунка образец помещается в электролизную ванну и толщина золотой пленки доводится до 2-3 мкм. Далее, тонкий подслой золота удаляется из области зазора Микрофотография образца созданной электродной структуры приведена на рис 4 4 Электропроводность золота, нанесенного таким образом, приближается к значению его объемной электропроводности.

Торец кристалла обычно подготавливают путем тщательной полировки для ввода излучения микролинзой или из оптического волокна. Чтобы не допустить образования сколов при шлифовке и полировке, у торца кристалла наклеивается дополнительная пластина из $LiNbO_3$ Во избежание закругления краев зазор между двумя пластинами ниобата лития не должен превышать 1 мкм.

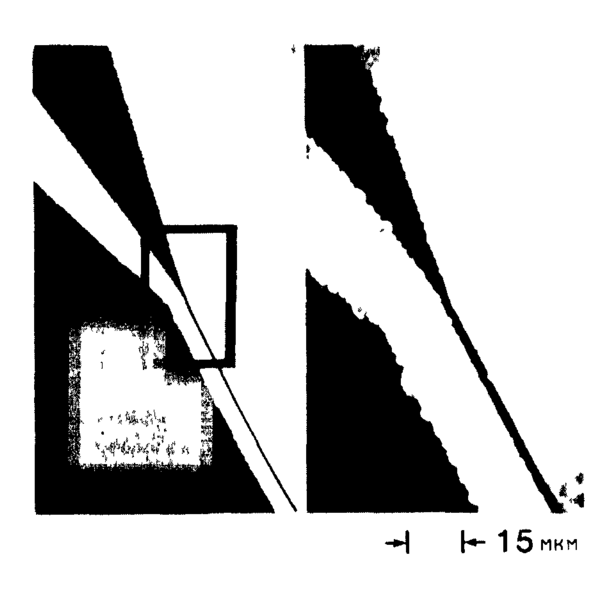


Рис.4.4. Микрофотография золотых электродов типа бегущей волны, полученная с помощью электронного сканирующего микроскопа.

С целью уменьшения френелевского отражения от торца и, что более важно, для полного исключения этого отражения, которое в случае применения внешнего модулятора может нарушить стабильность работы лазера, обычно наносят просветляющие покрытия Так, слой оксида иттрия (Y_2O_3) толщиной $\lambda/4$, использованный в качестве просветляющей

пленки в узле стыковки оптического волокна и волновода Ti:$LiNbO_3$, позволил снизить коэффициент отражения на 35 дБ [3 38] Показатель преломления Y_2O_3 составляет 1,795 при длине волны λ = 1,55 мкм Для уменьшения отражения может также применяться полировка волноводных торцов под углом к плоскости кристалла

Иногда в структурах Ti:$LiNbO_3$ наблюдается дрейф параметров Обычно причиной этого является низкое качество буферного слоя Однако некоторые переходные процессы могут наблюдаться и в структурах без буферного слоя [4 40а] Эти переходные процессы могут быть объяснены за счет анизотропного перераспределения объемного заряда в ниобате лития после резкого изменения приложенного напряжения Происхождение таких переходных процессов, их влияние на параметры структур [4 40б], а также пути их устранения в настоящее время выяснены не до конца

Влияние условий внешней среды на характеристики устройств на основе Ti:$LiNbO_3$ в настоящее время также находится в состоянии изучения Известно, что пироэлектрический эффект приводит к зависимости параметров устройств от температуры [4 40в] Это влияние может быть минимизировано или практически исключено за счет тщательного выбора ориентации кристалла и геометрии устройства Установлено также, что работоспособность устройств на основе Ti:$LiNbO_3$ ухудшается при воздействии сильнонасыщенных водяных паров [4 40г]

Кроме того, ниобат лития обладает сильно зависящей от длины волны фоторефракцией, заключающейся в изменении показателя преломления под воздействием оптического излучения большой интенсивности Этот эффект ярко выражен в диапазоне видимого света [4 40д], но резко уменьшается в области длин волн 1,3—1,55 мкм [4 40е] Так, например, в интерференционном модуляторе на основе Ti:$LiNbO_3$, работающем на длине волны 1,5 мкм, фоторефракция отсутствовала при мощностях, достигающих 75 мВт [4 40ж]

4.2. ОСНОВНЫЕ УСТРОЙСТВА

4.2.1. Электрооптический эффект

Линейный электрооптический эффект Поккельса, лежащий в основе устройств, управляющих светом, заключается в изменении показателя преломления пропорционально напряженности приложенного электрического поля Способы, которые позволяют за счет изменения показателя преломления реализовать такие функции, как переключение, модуля-

ция интенсивности, перестройка фильтра и т п , зависят от конкретной схемы устройства и будут обсуждаться подробно в дальнейшем Напряжение V, приложенное к электродам, расположенным по бокам от волновода, как показано на рис 4 5, создает электрическое поле внутри подложки, напряженность которого равна приблизительно $|E| \approx \approx V/G$, где G — ширина зазора между электродами При этом линейное изменение коэффициентов эллипсоида показателей преломления, обусловленное приложенным электрическим полем (E_j) вдоль главных кристаллографических осей, запишется в виде [4 41]

$$\Delta\left[1/n_i^2\right] = \sum_{j=1}^{j=3} r_{ij} E_j \qquad (4\ 2\ 1)$$

или

$$\left[\Delta n\right]_i = -\frac{n^3}{2} \sum_{j=1}^{j=3} r_{ij} E_j , \qquad (4\ 2\ 2)$$

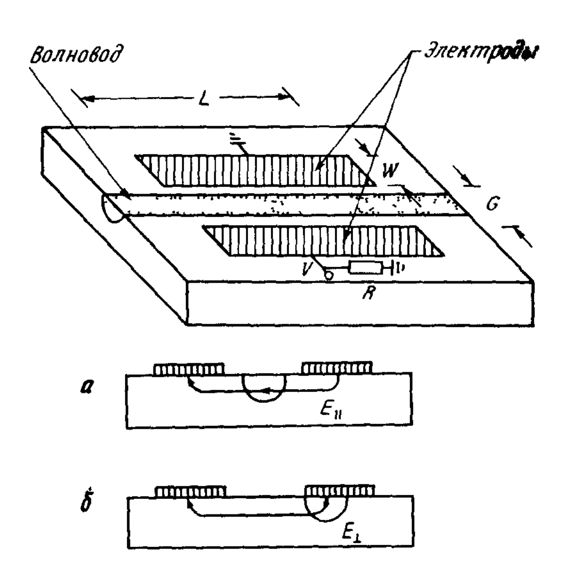


Рис. 4.5. Конфигурация электродов при использовании **параллельной** $E_{\parallel}$ (а) или перпендикулярной $E_{\perp}$ (б) компоненты электр**ического поля** по отношению к поверхности кристалла

где $i = 1, 2,\ldots,6$, а электрооптнческнй тензор r_{ij} нмеет размерность 6×3. Учнтывая коэффнциенты электрооптнческого тензора r_{ij}, можио найтн шесть значений нзменеиня показателя преломления Δn в внде снмметрнчной матрнцы 3×3. Для ннобата лнтня нмеем

$$\Delta n_{ij} = \frac{-n^3}{2} \begin{bmatrix} -r_{22}E_y + r_{13}E_z & -r_{22}E_x & r_{51}E_x \\ -r_{22}E_x & r_{22}E_y + r_{13}E_z & r_{51}E_y \\ r_{51}E_x & r_{51}E_y & r_{33}E_x \end{bmatrix}; \qquad (4.2.3)$$

здесь n — лнбо обыкновенный n_o, либо необыкновенный n_e показателн преломлення.

Полученные поправкн к днагональным элементам 11, 22 н 33 возмущенной матрнцы показателей преломлеиня определяют нх нзмененне вдоль крнсталлографических осей x, y н z соответственно Такое нзменение показателя преломлення, связанное с диагональнымн элементамн, важно для переключателей и модуляторов, когда оптнческое поле иаправлено (полярнзовано) вдоль крнсталлографнческой осн j [см. (4.2.3)] прн соответствующем направленин модулнрующего поля. Напрнмер, компонента электрнческого модулнрующего поля в направленни оси z (E_3) вызывает нзмененне показателя преломлення (необыкновенного, $j = 3$)

$$\Delta n_{33} = \frac{-n^3}{2} r_{33}E_z . \qquad (4.2.4)$$

Орнентация электродов относнтельно волновода, необходнмая для создання компоненты поля E_z, завнсит от ориентации кристаллографическнх осей, которая в свою очередь определяется выбраиным «срезом» — направленнем, перпенднкулярным плоской поверхности, на которой создан волновод.

Недиагоиальные элементы матрнцы (4.2.3) определяют электрооптнческое взаимодействие между ортогонально поляризованными компонентамн. Напрнмер, выражение

$$\Delta n_{13} = \frac{-n^3}{2} r_{51}E_x \qquad (4\ 2\ 5)$$

задает вращение эллипсонда показателей преломления, которое благодаря налнчию электрического поля E_x в направленни оси x приводнт к связн между ортогональными компоиентамн оптнческого поля A_1 н A_3,

величина которой пропорциональна r_{51}.

Таким образом, недиагональные элементы матрицы электрооптических коэффициентов определяют изменения поляризации в волноводах на основе $Ti:LiNbO_3$. Их учет является важным для волноводных поляризаторов и для ряда интересных конструкций волноводных фильтров, которые будут описаны в разд. 4.5 и 4.6 соответственно.

4.2.2. Фазовый модулятор

Наиболее простым из волноводных электрооптических устройств является, возможно, фазовый модулятор, в котором линейное электрооптическое изменение показателя преломления приводит к фазовому сдвигу распространяющейся волноводной моды Он входит также как составная часть ряда других, более сложных устройств, которые мы рассмотрим ниже. Кроме того, это самая простая структура, на примере которой можно изучить фундаментальные характеристики электрооптических устройств, такие, как модулирующее напряжение, перекрытие электрического и оптического полей и зависимость эффективности модуляции от частоты сигнала. Мы подробно рассмотрим эти параметры применительно к фазовому модулятору. Затем обобщим их для более сложных конструкций амплитудных модуляторов интерференционного типа и управляемых направленных ответвителей, учитывая при необходимости присущие этим устройствам особенности.

Волноводный фазовый модулятор на основе $Ti:LiNbO_3$, созданный на z, x- или y-срезе кристалла, изображен на рис.4.5. Если электроды расположены по бокам от волновода, то создается горизонтальная составляющая электрического поля $E_{\parallel}$, а при нанесении одного из электродов поверх волноводной области — вертикальная составляющая $E_{\perp}$. В последнем случае с целью снижения потерь ТМ-мод волновода необходимо нанесение изолирующего буферного слоя, как это рассматривалось выше Однако в обоих случаях ориентация кристалла должна быть выбрана таким образом, чтобы использовать наибольший из электрооптических коэффициентов: $r_{33} = 30{,}9 \cdot 10^{-10}$ см/В.

Управляющее напряжение

Локальное электрооптическое изменение показателя преломления дается выражением (4.2.4) Однако ни оптическое, ни электрическое поля не являются однородными. Эффективное значение приложенного электрического поля в волноводе удобно вычислить, используя простую мо-

дель плоского конденсатора, образованного параллельными обкладками, как н случае объемного модулятора, когда крнсталл ниобата лития находнтся между плоскнмн электродами, а оптнческое н электрическое поля предполагаются однороднымн [4 41] Поправочный коэффицнент при переходе от этого упрощенного представлення дается ннтегралом перекрытия Г Эффектнвное нзмененне электрооптического показателя преломления в поперечном сечении оптнческой моды можно запнсать в внде

$$\Delta n\ (V) = \frac{-n^3 r}{2}\ \frac{V}{G}\ \Gamma, \tag{4 2 6}$$

где G—ширнна зазора между электродами и Г—интеграл перекрытия между приложенным электрнческнм полем и оптнческой модой Величина Г определяется выраженнем

$$\Gamma = \frac{G}{V} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} E|A|^2 dA, \tag{4 2 7}$$

где A—нормированное распределенне оптического поля, а E—напряженность прнложенного электрнческого поля Тогда суммарный фазовый сдвнг на длнне взанмодействня L равен

$$\Delta\beta L = -\pi n^3 r\Gamma\ \frac{V}{G}\ \frac{L}{\lambda} \tag{4 2 8}$$

Точное значение фазового сдвнга, необходимого для полной модуляцни ннтенснвностн нлн переключення, завнснт от типа модулятора нли переключателя Условне полной (100%) модуляцнн можно записать в общем внде как

$$|\Delta\beta L| = p\pi, \tag{4 2 9}$$

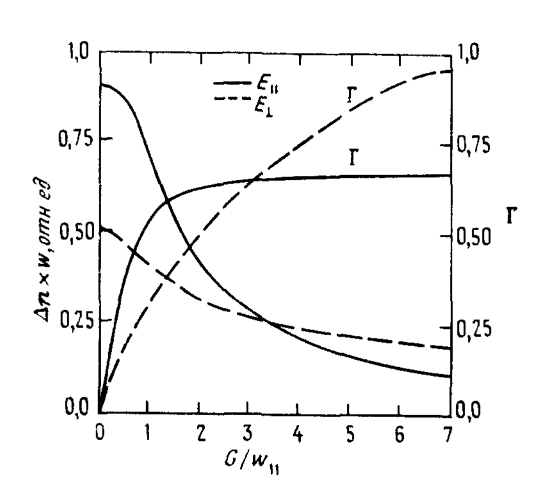
где величииа p, которая завнснт от конкретного типа модулятора, нмеет порядок едннннцы Такнм образом, пронзведенне длнны взанмодействня на необходимое управляющее напряжение дается выраженнем

$$VL = p\lambda G/n^3 r\Gamma \tag{4 2 10}$$

Основным критернями, определяющнми эффектнвность переключателя

нлн модулятора, являются низкое значенне управляющего напряжения, шнрокий частотный диапазон модуляцнн н малые переходные потерн Нн же мы покажем, что достижимый частотный диапазон пропорцнонален $1/L$ Поэтому для данного электрооптического материала и длнны волны стараются мннимизировать пронзведение VL путем выбора поперечного геометрнческого параметра G/Γ Далее мы покажем, что частотный диапазон модуляции н, что более важно, вноснмые потерн завнсят также от поперечной геометрни структуры, а нх взаимозавнснмость прнводит к необходимости выбнрать компромнссные варнанты конструкцнн

Связь Δn с ннтегралом перекрытия Г между электрнческим полем и оптической модой для сгруктур, изображенных на рнс 4 5, рассчнтывалась рядом нсследователей [4 42—4 44] На рис 4 6 прнведены типичные результаты из работы [4 42], в которой рассматривались полу-



Рнс. 4.6. Завнсимость электрооптического изменення показателя преломления Δn и интеграла перекрытня Г от отношення расстояння между электродамн к эффектнвной шнрнне моды $(G/w_{\parallel})$

бесконечные электроды и предполагалось отсутствие буферного слоя Характернымн размерами выбраны эффектнвная ширина $w_{\parallel}$ н толщнна $w_{\perp}$ волновода, определенные по уровню 1/е для интенснвности данной моды Предполагалось, что в горизонтальном направленни профнль распределення показателя преломлення является гауссовым, а в вертикальном описывается функцней Эрмнта—Гаусса, что типично для волноводов $Ti:LiNbO_3$ Затем мы считалн что прн рассмотренни компоиенты электрического поля $E_{\perp}$ внутренняя область волноводной моды, а прн рассмотрении компоненты $E_{\parallel}$ конфигурацня электродов имеют симметрнчный внд, как показано во вставках на рис 4 5 Поскольку эффективчую ширину волиоводной моды $w_{\parallel}$ удобно и поучнтельно нспользовать в ка-

честве единицы нзмерення расстояння между электродами, изменение показателя преломлення вычисляется в виде пронзведення этой велнчины на эффектнвную ширину моды На рнс 4 6 представлены результаты расчетов для этого пронзведения н интеграла перекрытия Г в зависимости от нормированного расстояння между электродами ($G/w_{\|}$)

Из рис 4 6 вндно, что хотя нзмененне показателя преломлення увелнчивается с уменьшеннем велнчнны $G/w_{\|}$, это увеличенне не существенно в случае $G/w_{\|} < 0,5$ Для модуляторов уменьшенне расстояння между электродамн до велнчины, которая приводит к сннженню необходнмого управляющего напряжения, является нежелательным, поскольку узкнй зазор прнводнт к более высокой емкости н в конечном счете к уменьшенню быстродействия Прн небольших зазорах тангенцнальное электрическое поле ($E_{\|}$) играет более существенную роль, чем поперечная компонента ($E_{\perp}$), но прн большнх зазорах первая величина убывает быстрее, чем последняя Этот эффект был качественно подтвержден для фазовых модуляторов, рассмотренных в работе [4 45] В устройствах с достаточно большим размером моды для эффективной стыковки с волокном это проявляется в меньшей степенн [4 46] Действнтельно, для поля $E_{\|}$ пронзведение изменения показателя преломлення на ширину моды убывает пропорционально $1/G$, а для поля $E_{\perp}$ это пронзведение пропорционально $1/\sqrt{G}$ Такнм образом, как показано на рис 4 6, величина Г растет с увелнченнем $G/w_{\|}$ значнтельно быстрее для модуляторов, нспользующих компоненту поля $E_{\|}$, чем для конструкцнй, в которых применяется $E_{\perp}$, хотя в обонх случаях завнснмость достнгает макснмума в областн малых значеннй аргумента Небольшне Г прн малых $G/w_{\|}$ прнводят к менее эффектнвному использованню электрнческого поля при малых G, прн которых отношенне V/G велнко Поскольку эффективность устройства (левая орднната на рис 4 6) определяется пронзведением изменения показателя на ширину моды, при уменьшеннн $w_{\|}$ нлн $w_{\perp}$ наведенное электрооптическн изменение показателя преломления Δn растет пропорционально $1/G$, прн условин, что технологня нзготовлення обеспечивает пропорцнональное уменьшение G Таким образом, оптимизация структуры по крнтерню электрооптического нзменення показателя преломлеиия требует мнннмнзации эффектнвиого размера моды и создания электродов с зазором $G \leq 0,5w_{\|}$, хотя для модуляторов, которые нспользуют компоненту $E_{\perp}$, последнее требованне менее критично Следует учитывать, что введенне буферного слоя ведет к уменьшению поля, прилoжеииого к волноводной областн Связанное с этим увелнчение необходимого управляющего напряження завиcнт от толщнны

буфера и геометрии электродов В случае обычного буферного слоя нз SiO_2 (толщина порядка 0,2 мкм) необходнмое напряжение увелнчивается на 20—40% [4 44]

Частотный диапазон модуляции

Потенцнальный частотный диапазон волиоводных модуляторов практически всегда ограннчнвается эффектами, присущимн схемам с распределенными параметрами Сам электрооптнческнй эффект является электроиным явленнем с субпнкосекундным временем отклика Достнжнмая скорость модуляцин зависит от ряда факторов Наиболее важным нз ннх является тнп снстемы электродов На рис 4 7 схематически показаны

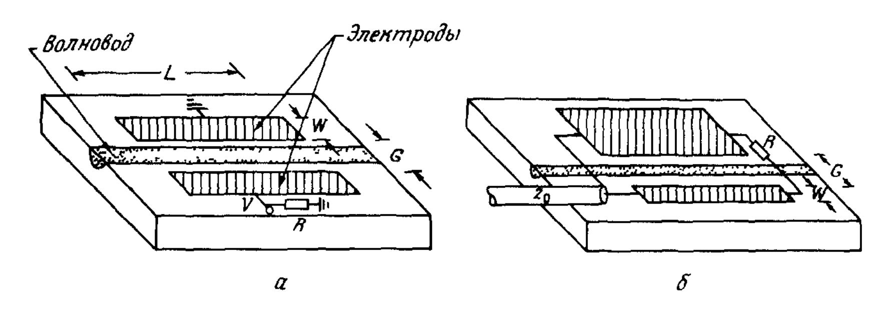


Рис.4.7. Схематнческне изображення модулятора емкостного тнпа (*а*) н модулятора бегущей волны (*б*)

два тнпа—емкостной н бегущей волны Разлнчне между этнмн двумя типамн модуляторов заключается в способе подключення к электродам источннка сигнала и нагрузки В обонх случаях при проектнровании н нзготовлеинн модуляторов на основе Ti $LiNbO_3$ важным параметром является погонная емкость электродов, которая завиcнт от днэлектрнческой проницаемости ннобата лития в диапазоие СВЧ н геометрнческих размеров Можно выделить трн основные конструкцнн модуляторов и переключателей на основе Ti $LiNbO_3$, различающиеся конфнгурацией электродов Это снмметрнчная нлн асимметричная двухэлектродная структура (называемая также щелевой лнннией) и снмметрнчная трехэлектродная структура (компланарная лнння), схематнческн показанные на рнс 4 8

Погонная емкость для этнх трех электродных структур, которую можно вычнслнть с помощью метода конформных отображений, запнсывается в внде [4 47,4 48]

$$\frac{C}{L} = 2^{k-q}\,\varepsilon_{\text{эфф}}\left[\frac{K'(u)}{K(u)}\right]^{q}, \qquad (4\ 2\ 11\text{а})$$

где $\varepsilon_{\text{эфф}} = (\varepsilon_0/2)(1 + \varepsilon_s/\varepsilon_0)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость в диапазоне СВЧ, а $\varepsilon_s = (\varepsilon_x\varepsilon_y)^{1/2} = 38{,}5$ и ε_0 — диэлектрические проницаемости соответственно ниобата лития и воздуха Здесь W — ширина ограниченных электродов, G — расстояние между электродами

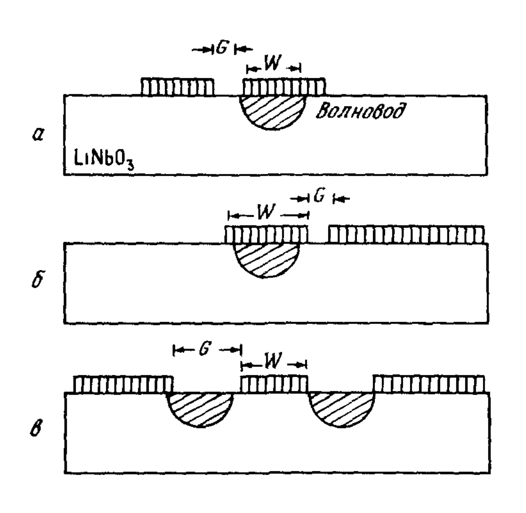


Рис. 4.8. Конфигурация электродов, образующих симметричную щелевую линию (*а*), асимметричную щелевую линию (*б*) и трехэлектродную компланарную линию (*в*)

и $u = [1 + (2/k)(W/G)^q]^{-1/k}$ — обобщенный геометрический параметр, для которого $k = 1$ в случае симметричной щелевой или компланарной линий и $k = 2$ для асимметричной щелевой линии, $q = -1$ в случае трехэлектродной структуры и $q = +1$ для остальных двух вариантов [4 49] Наконец, $K(u)$ – полный эллиптический интеграл первого рода и $K'(u) = K\left[\sqrt{1 - u^2}\right]$ На рис 4 9 представлены расчетные зависимости погонной емкости от отношения W/G для трех рассмотренных выше электродных структур Рассмотрим теперь частотные характеристики емкостного модулятора и модулятора бегущей волны

Емкостный модулятор. Частотная полоса емкостного модулятора (у которого протяженность электродов мала по сравнению с длиной волны СВЧ сигнала и который является емкостной нагрузкой для источника) определяется наименьшей обратной величиной времени прохождения оптического или электрического сигналов и постоянной времени схемы,

образованной емкостью электродов и шунтом, которая, как правило, накладывает более строгие ограничения Шунтирующий резистор (рис 4 7) используется для широкополосного согласования с импедансом (обычно 50 Ом) источника сигнала Таким образом, полоса емкостного модулятора в основном определяется постоянной времени RC цепи и равна $\Delta f = 1/\pi RC$ При фиксированном сопротивлении нагрузки R и поперечном расположении электродов полоса Δf обратно пропорциональна длине электродов L [см (4 2 10)] Следовательно, полезным параметром является произведение ширины полосы на длину электродов, зависимость которого от отношения G/W также представлена на рис 4 9 для трех электродных структур Расчет выполнен для сопротивления нагрузки 50 Ом

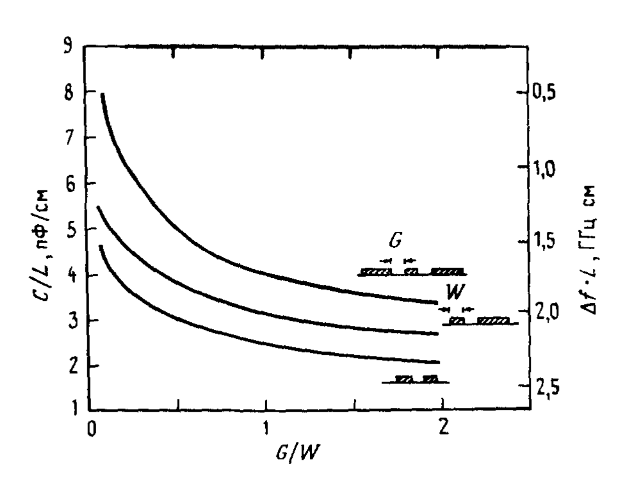


Рис. 4.9. Зависимость погонной емкости C/L и произведения ширины полосы (по уровню 3 дБ) на длину $\Delta f \cdot L$от отношения зазор/ширина (G/W) для трех конфигураций электродов

Хотя с уменьшением отношения G/W погонная емкость C/L увеличивается и, следовательно, Δf уменьшается, обе зависимости имеют логарифмический характер Частота отсечки f_t по времени прохождения электрического сигнала дается выражением

$$f_t = c/\pi L \sqrt{\varepsilon_{эфф}} \qquad (4\ 2\ 11б)$$

(здесь c — скорость света) и составляет ~2,2 ГГц·см для ниобата лития, поэтому нет смысла добиваться значений погонной емкости менее

2 пФ/см Экспериментальные данные, приведенные в работах [4 50, 4 51], хорошо согласуются с этими теоретическими оценками

Как указывалось выше, для снижения требуемого напряжения сигнала от источника важно иметь достаточно узкий зазор между электродами, сравнимый с эффективной шириной оптического волновода Это требование наряду с малостью отношения G/W для обеспечения широкой полосы приводит к необходимости использования достаточно узких электродов Однако величина W не должна быть существенно меньше, чем эффективная ширина волновода, чтобы обеспечить хорошее перекрытие оптического и электрического полей, кроме того, ширина электродов должна быть выбрана достаточно большой для того, чтобы электрическое сопротивление по постоянному току не становилось ограничивающим фактором для достижения требуемой полосы

Модулятор бегущей волны. Основным принципом конструкции электродов модулятора бегущей волны является обеспечение того, чтобы они являлись продолжением фидера, подводящего СВЧ сигнал Для этого их входной импеданс должен быть равен выходному импедансу источника сигнала В этом случае быстродействие модулятора ограничивается не по-

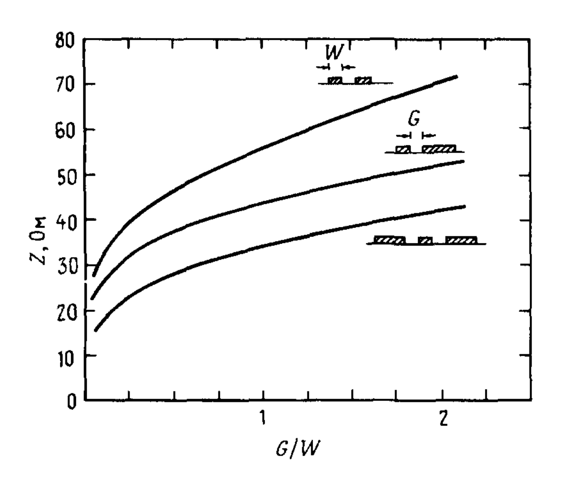


Рис. 4.10. Зависимость импеданса Z от отношения зазор/ширина (G/W) для трех конфигураций электродов.

стоянной времени системы электродов и нагрузочного резистора, а разностью времен прохождения оптического излучения и модулирующего СВЧ сигнала [4 52] Входной импеданс структуры зависит лишь от погонной емкости

$$1/Z = c/\sqrt{\varepsilon_{эфф}}\,(C/L) \qquad (4\ 2\ 11в)$$

Вычисленные значения импеданса для трех конфигураций электродов приведены на рис 4 10 Компланарная линия имеет наименьшее значение импеданса, далее следуют асимметричная и симметричная полосковые линии Необходимые значения G/W для получения входного импеданса 50 Ом равны соответственно 3,0, 1,7 и 0,6

Чтобы определить ширину полосы модулятора бегущей волны, предположим, что полное сопротивление электродов согласовано с источником сигнала Рассмотрим фазовую модуляцию, вызванную синусоидальным сигналом источника Распределение напряжения сигнала вдоль электродов можно записать в виде

$$V(z,t) = V_0 \sin\left[2\pi N_m z/\lambda_m - 2\pi f t\right], \qquad (4\ 2\ 12)$$

где $N_m = \sqrt{\varepsilon_{эфф}/\varepsilon_0}$, λ_m и f — соответственно показатель преломления, длина волны в свободном пространстве и частота СВЧ сигнала, а z — координата вдоль электродов Для простоты пренебрежем на время затуханием модулирующего сигнала Напряжение, действующее на фотон, с начального момента времени t_0 в любой точке вдоль электродов можно записать в виде

$$V(z,t_0) = V_0 \sin\left[\frac{2\pi N_m f}{c}\left(1 - \frac{N_0}{N_m}\right) z - 2\pi f t_0\right], \qquad (4\ 2\ 13)$$

где N_0 — эффективный показатель преломления моды оптического волновода Таким образом, поскольку электрооптический сдвиг фазы $\Delta\beta$ пропорционален V, суммарный сдвиг фазы равен

$$\int_{z=0}^{z=L} \Delta\beta(f)dz = \frac{\overline{\Delta\beta_0} \sin(\pi f/f_0)}{(\pi f/f_0)} \sin(2\pi f t_0 - \pi f/f_0) \qquad \mathbf{(4.2.14)}$$

Здесь

$$\overline{\Delta\beta_0} = \Delta\beta_0 L = \frac{\pi n^3 r V_0 \Gamma L}{\lambda G} \quad \text{и} \quad f_0 = (c/LN_m)[1 - N_0/N_m]^{-1}$$

Параметр $1 - N_0/N_m$ определяет расстройку фазовой скорости **оптичес-**

кого и СВЧ-сигналов В случае $N_0 = N_m$ оптическая волна распространяется вдоль волновода с той же скоростью, что и СВЧ-сигнал, и подвергается воздействию одного и того же напряжения на всем протяжении электродов В этом случае суммарное значение $\Delta\beta$ пропорционально V_0L и для снижения требуемого напряжения сигнала без ограничений по частоте можно использовать относительно длинные электроды Однако, если $N_0 \neq N_m$, как в случае ниобата лития, то происходит уход оптической волны относительно электрического сигнала, что приводит к уменьшению, а при достаточно больших L или f и к полному исчезновению суммарного фазового сдвига $\Delta\beta$ При этом зависимость от частоты имеет вид (4 2 14), или sinc функции В соответствии с (4 2 14) частота, для которой суммарное значение $\Delta\beta$ уменьшается на 50% от его значения при $f = 0$ (граничная частота по уровню 3 дБ), дается выражением

$$\Delta f \cdot L \approx \frac{2}{\pi} f_0 L \qquad (4\ 2\ 15)$$

Таким образом, для данной длины электродов достижимая полоса существенно зависит от расстройки фазовых скоростей оптического и СВЧ-сигналов Отношение N_0/N_m для ниобата лития составляет примерно 1/2 Таким образом, потенциальный (обусловленный фазовой расстройкой) частотный диапазон фазовой модуляции ограничен (по уровию 3 дБ) величиной около 9,6 ГГц/см Это значение частоты модуляции, при котором ее эффективность снижается до 50% от значения на частоте $f = 0$, соответствует снижению детектируемого электрического сигнала на 6 дБ

Эффективное значение $\Delta\beta$, накапливаемое вдоль всей структуры, снижается за счет потерь в электродах Та часть потерь, которая не зависит от частоты сигнала, может быть скомпенсирована за счет увеличения управляющего напряжения, однако в случае, когда потери зависят от частоты, что обычно имеет место, частотный диапазон модуляции сужается

При заданных размерах электродов потери в коротковолновой области (для СВЧ сигнала) определяются глубиной проникновения тока в металл за счет скин эффекта, что приводит к зависимости потерь от частоты вида $a = a_0 f^{1/2}$ (в децибелах на сантиметр), где a_0 определяется проводимостью и геометрией электродов Эта зависимость потерь от частоты была подтверждена экспериментально [4 47, 4 53]. Предполагая, что фазовая расстройка отсутствует, влияние потерь на суммарное значение $\Delta\beta$ можно записать в виде

$$\int \Delta\beta(z)\ dz = \frac{\overline{\Delta\beta_0}}{\alpha_m}\left[1 - e^{-\alpha_m L}\right], \tag{4 2 16}$$

где $\alpha_m = a/4{,}3$ преобразуется от размерности дБ/см к безразмерному виду экспоненциального коэффициента Считая, что глубина проникиовення тока за счет скин-эффекта дает зависимость потерь от частоты с коэффициентом $a_0 = 1$ дБ/см·(ГГц)$^{1/2}$, который был установлен экспериментально, для электродов длиной 1,5 см получим, что частота, при которой суммарное значение $\Delta\beta$ уменьшается на 50% от его уровня при иизких частотах, составляет около 10 ГГц Этот предел является менее строгим, хотя и сравнимым с величиной порядка 7 ГГц, которая в ниобате лития обусловлена фазовой расстройкой Одиако при больших потерях в электродах потери могут стать главным фактором, ограничивающим частоту модуляции

Отиошение напряжения к шириие полосы. Необходимое значение напряжения модуляции изменяется обратно пропорционально длине устройства так же, как и частотный диапазон модуляции в отсутствие потерь Следовательно, можно расширить диапазон модуляции за счет одиовременного повышения напряжения сигнала и уменьшения протяженности устройства Таким образом, отношение напряжения к ширине полосы является удобной величиной, характеризующей эффективность модулятора Эта величина позволяет сравнивать модуляторы различной конструкции и длины Другим, часто применяемым критерием, является отношение мощиости к ширине полосы Однако этот параметр измеияется как $1/L$, что не позволяет определять связь напряжения (или мощности) сигнала с шириной полосы модулятора при сравнении двух устройств одииаковой геометрии, но различной длины взаимодействия Отиошеиие управляющего напряжения к ширине полосы для модулятора емкостиого типа дается выражением

$$V/\Delta f = \pi R\left[\frac{\varepsilon_{\text{эфф}}}{n^3 r}\right](p\lambda)\left[\frac{G}{\Gamma}\frac{K'(u)}{K(u)}\right], \tag{4 2 17}$$

где для удобства мы выделили в отдельные множители параметры среды, тип модулятора, характеристики геометрии устройства и зависимость от длины волны

С учетом зависимости от геометрических размеров величииа $V/\Delta f$ достигает миинмума при $G/w_{\parallel} \approx G/w \approx 0{,}5$ Дальнейшее уменьшение расстояния между электродами приводит к увеличению электрической емкости, но не вызывает существеиного уменьшеиия требуемого управляюще-

го напряжения. Таким образом, наименьшая эффективная ширина зазора может быть определена из требования наименьшего достижимого размера моды, который в свою очередь зависит от максимума Δn. Это соотношение было получено в работе [4.54] в виде $\omega_{\text{мин}}/\lambda \sim 0{,}5/\sqrt{n_s\,\Delta n}$. Для ниобата лития, приняв $\Delta n \simeq 0{,}01$, получим $G_{\text{мин}} \simeq 1$ и 2 мкм соответственно для $\lambda = 0{,}63$ и 1,3 мкм Если подставить эти значения в (4.2.17) как оптимальные для $K'(u)/K(u)$ (= 2 при $G/W = 0{,}5$), то можно получить

$$\left[V/\Delta f\right]_{\text{мин}} \simeq \frac{\pi}{2} R \left[\frac{\varepsilon_{\text{эфф}}}{n^{7/2} r \sqrt{\Delta n}}\right] \frac{p\lambda^2}{\Gamma}, \qquad (4.2.18)$$

где $\Gamma = 0{,}3$ или 0,2 для модуляторов, использующих компоненты соответственно $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$ Для ниобата лития при условии, что $p = 1$ (сдвиг фазы на π) и сопротивление электродов равно нулю, минимальные значения $V/\Delta f$ для модулятора емкостного типа равны 0,5 и 1,5 В/ГГц соответственно при $\lambda = 0{,}6328$ и 1,32 мкм.

Из выражения (4.2.18) следует, что в оптимальном устройстве $V/\Delta f$ изменяется пропорционально λ^2. Таким образом, в случае работы в длинноволновом диапазоне (1,3—1,5 мкм), что имеет место в оптических системах связи, для оптимизации устройства нам приходится повышать напряжение сигнала. Поскольку управляющее напряжение, как правило, ограничено, особенно на высоких частотах, при достаточно больших длинах волн приходится увеличивать длину взаимодействия L для того, чтобы сохранить допустимое значение V Это приводит к сужению частотного диапазона.

Если пренебречь потерями, то отношение напряжения к ширине полосы для модуляторов бегущей волны запишется в виде

$$V/\Delta f = \frac{\pi}{2c} \left[\frac{N_m[1 - N_0/N_m]}{n^3 r}\right] \left[p\lambda\right] \frac{G}{\Gamma}, \qquad (4.2.19)$$

причем в предположении, что размер моды, как и выше, ограничен минимальной шириной зазора, имеем

$$\left[V/\Delta f\right]_{\text{мин}} = \frac{\pi}{8c} \left[\frac{N_m[1 - N_0/N_m]}{n^{7/2} r \sqrt{\Delta n}}\right] \frac{p\lambda^2}{\Gamma}. \qquad (4.2.20)$$

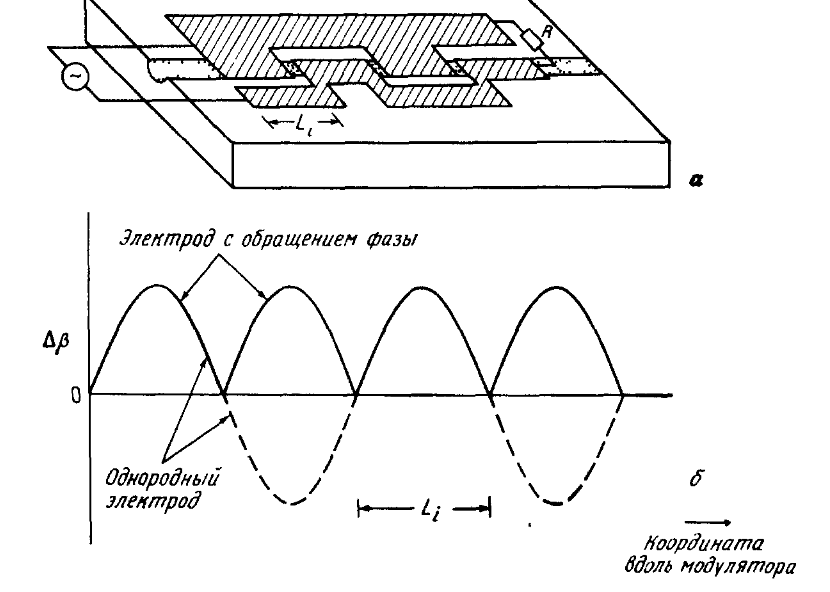
Выражение (4.2.20) является, по-видимому, слишком оптимистичным. Для того чтобы одновременно достичь импеданса электродов 50 Ом и необходимой для минимизации VL ширины зазора, электрод должен быть очень узким Например, при $G = 5$ мкм ширина асимметричных электро-

дов, чтобы получить Z = 50 Ом, должна быть равна 3 мкм. Поэтому на практике электроды имеют либо относительно узкий зазор, либо согласование по импедансу 50 Ом, но удовлетворить одновременно тому и другому невозможно. Применяя источник с выходным сопротивлением 50 Ом, в первом случае можно более эффективно использовать приложенное напряжение, но само его значение будет снижено за счет несогласованной нагрузки и отражения части мощности; во втором случае вся мощность источника поступит на электроды, но большая ширина зазора приведет к меньшей, чем в случае оптимального режима, величине суммарного фазового сдвига. Возможно также использование источника с меньшим выходным импедансом, но поскольку важным параметром модулятора является напряжение модулирующего сигнала, при той же мощности источника приложенное напряжение уменьшается пропорционально $\sqrt{Z}$.

Обеспечение фазового синхронизма. Причиной принципиального ограничения ширины полосы модуляторов бегущей волны на ниобате лития является различие в скоростях распространения оптического и СВЧ-сигналов. Для преодоления этого ограничения, обусловленного фазовой расстройкой, применяются различные способы. Существуют два основных метода, которые могут быть условно названы методом действительного согласования скоростей и методом искусственного создания синхронизма Первый из них заключается в создании структуры с измененной скоростью распространения либо оптического, либо, что более общепринято, электрического сигналов, так что обеспечивается равенство N_0 и N_m. При этом на поверхность кристалла наносится сильнопреломляющая пленка, а подложка из ниобата лития стравливается так, чтобы электрическое поле сильнее проникало в воздух и скорость распространения электрического сигнала возрастала. В принципе такой метод уравнения фазовых скоростей позволяет расширить диапазон модуляции при данной длине устройства, однако он вызывает снижение эффективности взаимодействия электрического и оптического полей, что приводит к необходимости повышать управляющее напряжение Используя, например, вытравленную канавку, удается увеличивать ширину полосы модуляции на 20%, как было показано в работе [4 55].

Метод искусственного создания синхронизма заключается в том, что частотная модуляционная характеристика может быть «поднята» или «сдвинута» в требуемую область, при этом нет необходимости в расширении частотного диапазона (для данной длины структуры) в целом.

Например, достижение искусственного синхронизма может быть использовано для повышения эффективности модуляции при некоторой произвольной высокой частоте сигнала [4 56, 4 57] Это можно сделать с помощью методов, аналогичных тем, которые мы рассмотрим ниже для обеспечения фазового согласования двух несинхронизованных оптических мод Пример электродной системы, позволяющей получить синхронное взаимодействие на данной частоте, приведен на рис 4 11 В такой СВЧ-линии с фазовым сдвигом электроды чередуются попеременно вдоль участка взаимодействия, что приводит к изменению полярности приложенного электрического поля При данной частоте сигнала это обусловленное геометрией структуры изменение фазы на 180° происходит в точках, в которых электрическое и оптическое поля оказываются в противофазе за счет несинхронности распространения Таким образом, за счет обращения фазы СВЧ сигнала можно избежать ограничений, связанных с условием синхронизма, как это схематически изображено на рис 4 11,б В результате при данной частоте и малых потерях в СВЧ линии электрооптическое взаимодействие на различных участках электродов суммируется синфазно Электродная структура может быть достаточно протяженной и при этом для данной частоты иметь эффективность модуляции, приближающуюся к значению для обычного модулятора такой же длины с постоянным напряжением Однако это имеет место только при условии малых потерь СВЧ сигнала на электродах



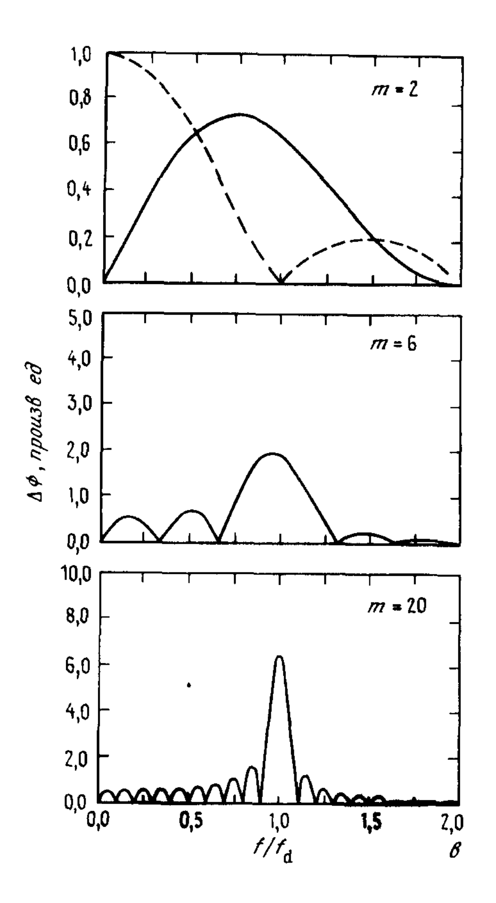


Рис. 4.11. *а* — фазовый модулятор бегущей волны с периодическим обращением фазы для обеспечения синхронизма, *б* — относительное изменение показателя преломления в случае однородных электродов с обращением фазы для обеспечения синхронизма ($\Delta\beta$ — локальный фазовый сдвиг), *в* — расчетные фазочастотные характеристики, m — количество электродных секций, $\Delta\phi$ — производимый электрооптически фазовый сдвиг

Соотношение между частотой синхронной модуляции f_d и длиной участка, на котором воздействие меняет знак, можно найти, если в выражение для эффективного напряжения (4 2 13) подставить фазу, равную π, при длине обращения фазы $z = L_1$ Таким образом, мы имеем

$$f_d = \frac{c}{2N_m L_1}\left[1 - N_0/N_m\right]^{-1}. \qquad (4\ 2\ 21)$$

Применяя ранее описанную методику, суммарный электрооптический сдвиг фазы вдоль модулятора, содержащего m участков электродов с обращением фазы, протяженность каждого из которых равна L_1, можно записать в виде [4 57]

$$\int_{z=0}^{L} \Delta\beta(f)\,dz = \left[\frac{\Delta\beta_0 L_1}{(\pi f/f_d)} \sin\left(\frac{\pi f}{f_d}\right)\right] \times \left[\frac{\sin\left[\frac{m}{2}(\pi f/f_d) + \pi\right]}{\cos(\pi f/2f_d)}\right] \times$$

$$\times \sin\left[\left(\frac{m-1}{2}\right)\left(\frac{\pi f}{f_1} + \pi\right) + \frac{\theta_l}{2}\right], \qquad (4\ 2\ 22)$$

где $\Delta\beta_0$ и f_d определены выше Вычисленная по формуле (4 2 22) частотная модуляционная характеристика приведена на рис 4 11,*в* для значений m = 2, 6 и 20 Она характеризуется, как и в случае несинхронного модулятора, функциональной зависимостью вида $\sin(x)/x$, за исключением лишь того, что в этом случае важную роль играет фазовая расстройка на длине лишь одного участка L_1 Второй множитель в правой части выражения (4 2 22) описывает суммарный эффект на m участках и при частоте $f = f_d$ принимает значение m Таким образом, при частоте $f = f_d$ необходимое напряжение модуляции, если мы пренебрежем потерями в электродах, определяется общей длиной структуры $L = mL_1$ При этом ширина полосы модуляции достигаемая выбором сдвига на заданную частоту, по прежнему ограничена полной длиной устройства Преимущество заключается в том, что таким способом мы можем сместить весь диапазон в требуемую область или, иными словами, синтезировать желаемый вид частотной модуляционной характеристики Следовательно, устройства с искусственным обеспечением синхронизма могут найти широкое применение для временного уплотнения каналов [4 58, 4 59] или как переключатели и модуляторы при повышенном напряжении сигнала в перспективных сверхбыстродействующих переключающих оптических устройствах [4 60, 4 61], когда переключение оптического сигнала должно производиться в строго периодическом режиме В этих применениях нет необходимости в широкой полосе модуляции, а существенную роль играет работа при высоких частотах

Помимо модуляции на высоких частотах электродные системы с обращением фазы могут обеспечить компенсацию или выравнивание уровня омических потерь СВЧ сигнала на электродах Например, при использовании устройства только с двумя или даже с полутора участками, обеспечивающего синхронизм для частоты, которая немного превышает

точку отсечки (по уровню 3 дБ) модулятора с однородными электродами, можно увеличить эффективность модуляции на высоких частотах, в то время как у обычного модулятора будет наблюдаться завал модуляционной характеристики в области высоких частот за счет роста потерь СВЧ сигнала [4 62] Однако это достигается за счет увеличения управляющего напряжения Таким образом, метод получения искусственного синхронизма может быть применен для выравнивания частотной модуляционной характеристики устройств, в которых существенно сказываются потери СВЧ сигнала

Вид частотной модуляционной характеристики можно также изменить, используя участки с неполным обращением фазы, когда электроды периодически выводятся из взаимодействия с волноводом Применяя этот метод, можно достичь эффективной модуляции не только на единственной выбранной частоте, но и на целом ряде ее гармоник Более того, используя непериодическое обращение фазы [4 63], т е изменяя длину L_i вдоль устройства или применяя псевдослучайный закон обращения фазы СВЧ сигнала [4 64], можно дополнительно улучшить вид частотной модуляционной характеристики

4.2.3. Вносимые потери

Основными источниками потерь в волноводных устройствах являются потери на ввод излучения, потери при распространении (рассеяние и поглощение света), потери за счет электродов и в некоторых случаях потери на изгибах и переходах волновода В большинстве практических случаев свет вводится в устройство и выводится из него через одномодовое оптическое волокно Поэтому рассмотрим условия эффективной связи волновода с оптическим волокном

Связь волновода с волокном

Вопросы эффективной связи волноводов с оптическими волокнами, представляющие большую важность для различных практических устройств, исследовались многими группами исследователей [4 65—4 72] Предполагая, что волокно и волновод Ti $LiNbO_3$ идеально сопряжены, мы можем выделить два вклада в потери, вносимые связью волновода с волокном, — это потери на отражение (или френелевские потери) и потери из за рассогласования мод оптического волокна и волновода Первые из них могут быть существенно снижены с помощью иммерсионной жидкости или просветляющего покрытия на торце подложки из ниобата лития [4 38] Использование просветляющего пок-

рытия является предпочтительным в случае разъемных соединений Таким образом, потери, связанные с различным распределением полей мод в волноводе и волокне, являются главным источником потерь связи волновода с волокном Действительно, эти потери давали основной вклад в общие вносимые потери устройств, создававшихся на более раннем этапе

Согласование мод. Для получения эффективной связи между волноводом и волокном необходимо изготавливать диффузионные титановые волноводы с размером пятна, который хорошо совпадает с эффективным размером моды оптического волокна Из за большой разницы между показателями преломления ниобата лития и воздуха по сравнению с небольшой разницей в показателях преломления между волноводной областью и подложкой распределение поля моды в глубину имеет сильную асимметрию, в то время как оптическое волокно обладает осевой симметрией Кроме того, для диапазона длин волн $\lambda = 1{,}3-1{,}5$ мкм и обычно используемых в оптической связи размеров сердцевины волокна диаметр пятна моды оптического волокна относительно велик Таким образом, требуются волноводы из ниобата лития со значительной глубиной диффузии титана Положительным моментом при этом является то, что относительно глубокие волноводы позволяют снизить потери на распространение, обусловленные поверхностным рассеянием

Как указывалось выше, глубина диффузии определяется продолжительностью диффузии t, температурой процесса T и температурой активации T_A При этом толщина τ титановой пленки на поверхности должна удовлетворять двум требованиям Во первых, при параметрах процесса, обеспечивающих необходимую глубину диффузии, титановая пленка должна быть достаточно тонкой, чтобы процесс диффузии прошел полностью Во вторых, она должна быть достаточно толстой, чтобы создать достаточно большую разницу показателей преломления волноводного слоя и подложки Δn с целью получения сильнонаправляющих свойств волновода Исходя из этих общих соображений можно выбрать t, T, τ и ширину волновода w так, что распределение поля в волноводе будет наилучшим образом соответствовать моде оптического волокна Хотя исходные значения этих параметров можно найти расчетным путем, окончательный выбор оптимальных параметров должен производиться с помощью экспериментальных исследований

Распределения полей мод волновода и оптического волокна можно измерить, получая изображения ближнего поля на видиконе, чувствительном к ИК излучению Выходной сигнал с видикона подается на ос-

циллограф, накапливающий и усредняющий сигналы, что позволяет получать профили распределения интенсивности волноводной моды в данных поперечных направлениях Эффективный размер моды зависит от длины волны излучения и поляризации

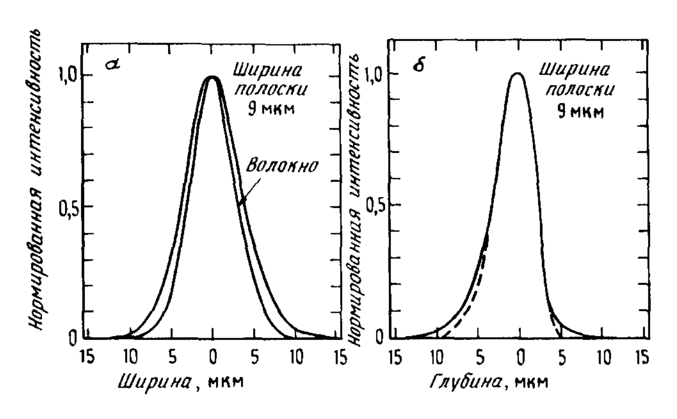


Рис. 4.12. Экспериментальное распределение интенсивности моды по ширине (*а*) и глубине (*б*) волновода с параметрами диффузии, указанными на рис 4 13

В качестве примера на рис 4 12 приведены профили распределения интенсивности моды по глубине и ширине полоскового волновода с исходной шириной титановой полоски 9 мкм и параметрами диффузии, указанными на рис 4 12 Там же приведен и измеренный профиль распределения интенсивности стандартного одномодового волокна Распределение интенсивности моды волновода в плоскости среза кристалла является гауссовым и хорошо согласуется с оптическим волокном Однако профиль интенсивности в вертикальном направлении асимметричен, как и следовало ожидать, ввиду существенной разницы в показателях преломления верхней и нижней прилегающих сред Конфигурация моды в вертикальном направлении хорошо описывается функцией Эрмита—Гаусса почти по всему сечению Однако интенсивность как на границе с воздухом, так и на границе с подложкой спадает медленнее, чем это определяется функцией Эрмита—Гаусса

Более пологий спад интенсивности на границе с воздухом имеет особое значение, так как позволяет достичь лучшего согласования с симметричным распределением интенсивности оптического волокна На рис 4 13 представлены эффективные значения ширины w_x и глубины w_y, определенные по уровню 1/е, для одномодовых волноводов в случае ТЕ поляризации в зависимости от ширины исходной металлической полоски

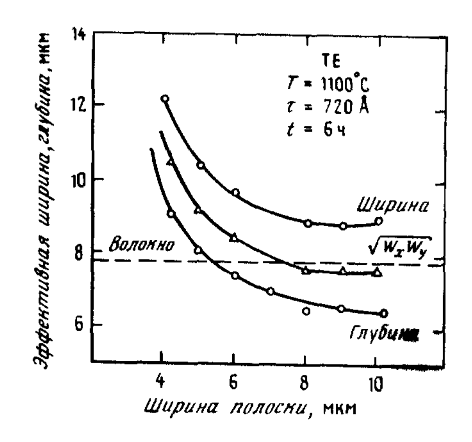


Рис. 4.13. Экспериментальные зависимости эффективиой ширины, глубины и усреднеиного геометрического диаметра моды от шнрнны металлической полоскн для определенных режнмов днффузии Результаты приведеиы для ТЕ поляризации

В случае ТМ-моды аиалогичные зависимости имеют качественно сходный характер Как будет показано ниже, удобно определять размер пятна волновода через усредиеиные геометрические параметры диаметр $w = \sqrt{w_x w_y}$ и эксцентрнситет $\varepsilon = w_x / w_y$ Значения усредиеиного геометрического диаметра моды также приведеиы на рис 4 13 Размер моды сохраняется почти неизменным при ширине исходной металлической полоски от $\sim$ 6 до 10 мкм, что соответствует сильно локализованной моде Быстрое возрастаиие размера моды при малых ширинах полоски обусловлено слабонаправляющими свойствами волиовода по мере приближения к отсечке Эксцентриситет моды равен приближенно 1,5 для сильионаправляющих волноводов и почти еднннце в режиме, близком к отсечке Ниже мы покажем, что это соотношенне можно изменить, если использовать загубленный волновод При указанных параметрах диффузин диаметр моды волокна и усредненный геометрический диаметр моды волновода хорошо согласуются друг с другом при ширине исходиой металлической полоски в пределах 7—10 мкм

Эффективную связь оптического волокна и волновода можно найтн, вычислив интеграл перекрытия распределеиий мод волокна и волновода Коэффициент связи по мощности удобно записать в виде [4 70, 4 73]

$$\kappa = 0{,}93 \frac{4(w/a)^2}{\left[(w/a)^2 + \varepsilon\right] \left[(w/a)^2 + 1/\varepsilon\right]}, \qquad (4\ 2\ 23)$$

где a — эффективный днаметр моды волокна, определениый по уровню $1/e$ от максимальной интенсивиости, w — усредненный геометрический диа-

метр моды волновода, а ε — отношение эффективных ширины и глубины волноводной моды, как было определено выше

В выражении (4 2 23) постоянный множитель 0,93 определяется рассогласованием между симметричной модой волокна и модой диффузионного полоскового волновода при равенстве их эффективных размеров Экспериментально установлено, что значение этого коэффициента более близко к единице [4 67, 4 70] Второй множитель учитывает снижение эффективности связи за счет различия в размерах мод волновода и волокна, однако при этом предполагается идеальная установка волокна и не учитывается отражение на границах

Зависимость потерь связи от пространственной конфигурации поля (4 2 23) указывает на то, что для любого эксцентриситета оптимальная связь достигается при $w = a$ При этом уровень потерь слабо зависит от w вблизи a Несоответствие усредненных геометрических размеров мод, составляющее 10%, приводит к увеличению потерь на связь лишь на ~0,04 дБ относительно их значения в случае $w/a = 1$ и $\varepsilon = 2$ Потери на связь в еще меньшей степени зависят от эксцентриситета Так, отклонение на 10% от оптимального случая при $\varepsilon = 1$ приводит к увеличению потерь всего лишь на ~0,01 дБ при $w/a = 1$

В качестве примера на рис 4 14 [4 70] приведены экспериментальные значения потерь на связь и за счет распространения Данные зависимости измерены для z-среза кристалла при распространении ТЕ-моды в направлении оси y, однако для ТМ-мод их вид при такой же

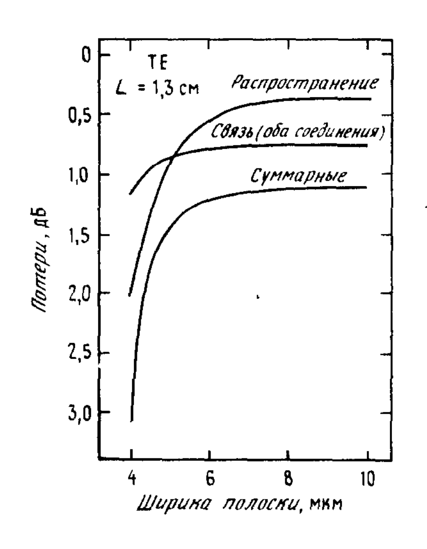


Рис. 4.14. Экспериментальная зависимость суммарных потерь в волокне и волноводе, а также потерь на связь волновода с волокном и на распространение от ширины титановой полоски для режимов диффузии, указанных на рис 4 13 Потери на распространение равны 0,3 дБ/см, а потери на связь и френелевское отражение — 0,35 дБ на один стык

диффузии аналогичен Для волноводов с минимальными общими вносимыми потерями потери на связь составили ~0,35 дБ (на одном стыке) и за счет распространения ~0,3 дБ/см Эти измеренные потери включают в себя и френелевские потери на отражение, составляющие по расчетным данным 0,09 дБ на одном стыке для ТЕ поляризации и показателя преломления иммерсионного слоя 1,65 Быстрое возрастание суммарных переходных потерь при малых значениях ширины исходной металлической полоски в основном связано с вкладом потерь за счет распространения в слабонаправляющем волноводе при приближении к режиму отсечки В резонаторах на основе волноводов Ti $LiNbO_3$ был достигнут уровень потерь около 0,1 дБ/см [4 74]

Вычисленные с помощью формулы (4 2 23) потери на связь и измеренные размеры мод хорошо согласуются с экспериментальными кривыми на рис 4 14 Благодаря слабой чувствительности интеграла перекрытия мод к малым изменениям отношения w/a, а также благодаря тому, что (для сильно локализованных мод) эффективные значения ширины и глубины моды почти неизменны в большом диапазоне ширин металлической полоски, потери на связь мало зависят от ширины полоскового волновода Как для ТЕ, так и для ТМ мод можно добиться высокой эффективности связи, если использовать режим диффузии, при котором значение Δn примерно одинаково для обыкновенного и необыкновенного показателей преломления (см рис 4 2) Однако при большой концентрации титана изменения показателя для обыкновенной и необыкновенной волн могут существенно различаться и одновременное согласование для ТЕ- и ТМ мод затруднено К счастью, для типичных больших размеров моды волокна необходимо иметь лишь относительно небольшие величины Δn Имеются также наблюдения того, что центры пятен мод различной поляризации смещены по вертикали относительно друг друга [4 71] Приведенные выше результаты относятся к z срезу кристалла В случае x среза эти характеристики аналогичны, несмотря на несколько большую асимметрию [4 107]

Точность установки волокна. Зависимость эффективности связи от горизонтальных и вертикальных перемещений волокна относительно волновода является важной характеристикой при разработке технологии и приспособлений для стыковки В качестве примера на рис 4 15 эти зависимости приведены для диапазона 1,3 мкм [4 75] Наблюдается некоторая асимметрия относительно вертикального смещения, которая обусловлена вертикальным распределением поля в волноводе Поскольку с целью согласования с оптическим волокном размер моды выбирается от-

носительно большим, эффективность стыковки очень слабо зависит от неточности установки Как при вертикальных, так и при горизонтальных смещениях на ±2 мкм потери на связь увеличиваются лишь на ~0,25 дБ относительно оптимального положения

Помимо перечисленных выше вкладов в потери на связь необходимо учитывать также потери, связанные с непараллельностью осей полоскового волновода и волокна Обычно принимают допуск на угловое откло нение менее 0,5°, что должно обеспечивать уровень дополнительных потерь, связанных с угловой ошибкой, не превышающий 0,25 дБ [4 77] Кроме того, поскольку чувствительность к угловому рассогласованию больше для мод с большими размерами, для волновода Ti $LiNbO_3$ угловые допуски при связи с волокном являются несколько более строгими в плоскости волновода, чем вне ее Это следствие небольшой асимметрии моды волновода Ti $LiNbO_3$

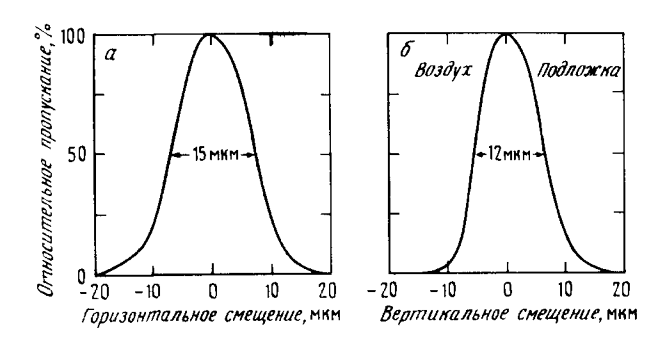


Рис. 4.15. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания соединения оптического волокна и волновода от горизонтального (*а*) и вертикального (*б*) смещений

Неразъемные соединения. Неразъемная стыковка оптических волокон играет важную роль в практических применениях Обычно требуется при соединить несколько оптических волокон, расстояние между которыми должны соответствовать расстояниям между полосковыми волноводами Наиболее успешно этого можно достичь, используя фотолитографический процесс для создания V образных канавок в кремнии [4 67, 4 76] Контролируемый режим травления позволяет обеспечить требуемое расстояние между волокнами и вертикальное положение их сердцевин Использование для этой цели кремния позволяет расширить поверхность соединения и избежать нежелательных смещений Присоединение оптической схемы из ниобата лития к сборке волокон на кремниевой подложке

с V образными канавками производится с помощью специальных смол под воздействием ультрафиолетового облучения С помощью этого метода удалось создать неразъемные соединения с 12 волокнами со средним уровнем вносимых потерь (обусловленных допусками и точностью установки) около 0,3 дБ на одном стыке [4 76]

4.2.4. Соотношение управляющего напряжения и вносимых потерь; выбор параметров волноводов

Для уменьшения управляющего напряжения необходимо использовать волновод с минимальными эффективными размерами, в то время как для обеспечения хорошей стыковки со стандартными оптическими волокнами необходимо иметь относительно большой эффективный диаметр моды В результате этого возникает противоречие между требованиями к вносимым потерям и управляющему напряжению Это противоречие иллюстрируют приведенные на рис 4 16 экспериментальные данные [4 40, 4 72, 4 75], когда эффективный размер моды изменялся главным образом за счет температуры диффузии Однако между уровнем потерь и низким управляющим напряжением может быть найден разумный компромисс, хотя при этом оптимальные характеристики будут несколько хуже, чем можно было бы достичь при независимом выборе параметров

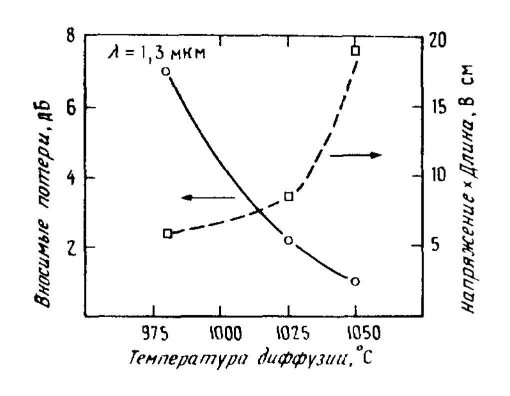


Рис. 4.16. Компромисс между эффективной связью волновода с волокном и параметром напряжение × длина в зависимости от температуры диффузии Диаметр волокна 7,8 мкм

Для того чтобы избежать выбора компромиссного варианта между низким управляющим напряжением и малым уровнем вносимых потерь, необходимо изготавливать волноводы, у которых модовые характеристики у торцов кристалла, связанного с одномодовым волокном, согласуются

с модовыми характеристиками волокна, а в области взаимодействия необходимо иметь достаточно малый диаметр моды, чтобы получить высокую электрооптическую эффективность. Для обеспечения лучших характеристик, чем в случае простого компромисса с помощью изменения условий диффузии, как было показано выше, необходимо использовать высококачественные волноводные переходы между этими двумя областями. Чтобы достичь эффективной связи между волноводом и волокном, желательно использовать симметричное распределение поля оптической моды. Это можно получить, заглубляя волновод с помощью, например, повторной диффузии на небольшую глубину вещества, которое уменьшает показатель преломления по сравнению с существующим в волноводе за счет диффузии титана. Так, использование для повторной диффузии оксида магния позволило сформировать близкое к центрально симметричному модовое распределение, причем был достигнут уровень вносимых потерь 0,5 дБ [4.78].

Однако для наиболее эффективного взаимодействия с электрическим полем необходим незаглубленный волновод. С этой целью толщина пленки оксида магния уменьшается до нуля в области взаимодействия за счет использования при напылении затеняющей маски. Технологические этапы создания частично заглубленных волноводов показаны на рис. 4.17. Эта методика позволяет создавать устройства с очень низким уровнем вносимых потерь (~ 1 дБ) и относительно невысоким управляющим напряжением. Для дальнейшего снижения управляющего на-

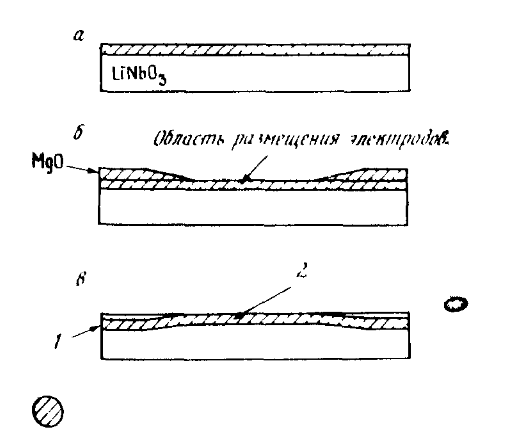


Рис. 4.17. Основные технологические этапы при изготовлении заглубленных волноводов с изменяющейся толщиной (Согласно работе [4.79]). *а* — волновод, полученный диффузией титана, *б* — нанесение пленки MgO с линейно изменяющейся толщиной, *в* — диффузия (1 — мода с круговым сечением большого диаметра, 2 — мода, сильно локализованная у поверхности)

пряжения необходнмо, чтобы титановая пленка нмела неоднородную толщину [4 79] Методы, позволяющне варьировать параметры получаемых волноводов на различных участках структуры, еще недостаточно изучены, хотя они особенно важны для многоэлементных схем, таких, как рассматриваемые ниже матрицы переключателей, когда необходимо миннмизировать управляющее напряжение каждого из элементов, чтобы обеспечить полную мощность источника напряжения для всего устройства на приемлемом уровне

4.3. ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ И МОДУЛЯТОРЫ

Оптическне переключатели находят свое применение в устройствах управления сигналами Их область нспользования достаточно обширна и включает в себя функции защиты и подключения периферийных устройств, а также коммутацию в локальных световодных сетях В системах обработки сигналов они входят в состав управляемых линий задержки Кроме того, быстродействующие переключатели можно применять для временного уплотнения каналов, что позволит использовать широкий спектальный диапазон одномодового волокна для совместной передачи сигналов нескольких информационных каналов, а также в качестве внешннх модуляторов для кодирования сигналов Большинство основных конструкций оптических переключателей должно иметь по крайней мере два выхода При этом из соображений симметрии также желательно иметь два входа Основными параметрами переключателей являются требуемое управляющее напряжение, перекрестные помехи и вносимые потери оптического снгнала Для временного уплотнения каналов и импульсно-кодовой модуляции важным параметром является также скорость переключения Несколько типов переключателей — направленный ответвитель, мостовой балансный интерферометр и переключатель на скрещивающихся волноводах — обеспечивают низкий уровень перекрестных помех в двух устойчивых состояниях Кроме них, в гл 3 был рассмотрен переключатель, основанный на разветвляющихся волноводах

4.3.1. Направлениый ответвитель

Устройства, основанные на принципе направленного ответвнтеля находят широкое применение К их числу можно отнести различные варианты частотных и поляризационных фильтров, описанных ниже Направленный ответвитель представляет собой два близкорасположенных одинаковых полосковых волновода, как показано на рис 4 18,*а* Излуче

ние, введенное в один из них, проникает в другой за счет перекрытия реактивных полей двух волноводов Погонный коэффициент связи к зависит от параметров волноводов, длины волны λ и ширины зазора g [4 80—4 82] Направленный ответвитель характеризуется разностью постоянных распространения двух волноводов $\Delta\beta = 2\pi(N_2 - N_1)/\lambda$ (где N — эффективные показатели преломления), а также длиной взаимодействия L Прикладывая электрическое напряжение к электродам, расположенным по бокам или сверху волноводов, можно регулировать фазовую расстройку за счет линейного электрооптического эффекта Электроды, расположенные поверх волноводов (рис 4 18), приводят к изменению

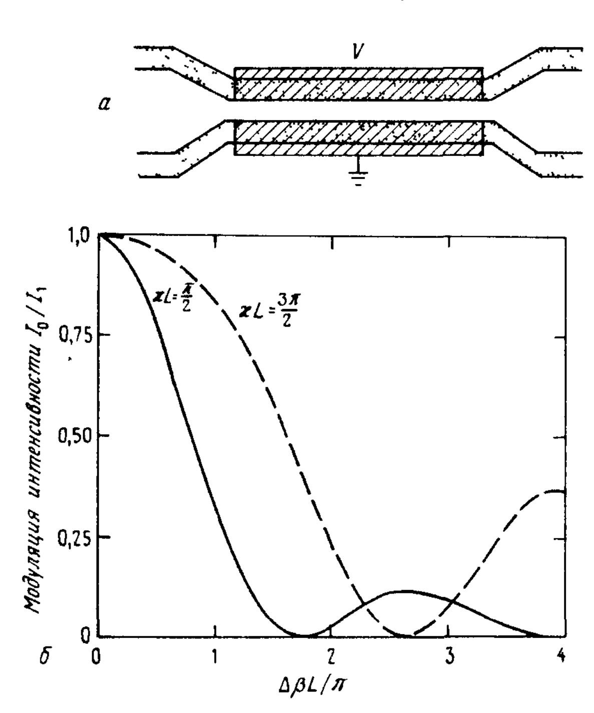


Рис. 4.18. *а* — направленный ответвитель-переключатель, *б* — модуляционная характеристика направленного ответвителя, действующего как переключатель

показателей преломления в двух волноводных областях с противоположными знаками В случае *z* среза ниобата лития такое расположение электродов приводит к наиболее сильному электрооптическому взаимодействию В случае же *x* среза требуется конфигурация из трех электродов, чтобы использовать коэффициент r_{33} и противофазное измене-

ние показателей преломления В первом приближении приложенное электрическое поле мало влияет на значение κ [4 83] Однако модуляция за счет изменения величины κ была достигнута при трехэлектродной конфигурации устройства [4 84]

Принцип действия направленного ответвителя так же, как и ряда других устройств на основе Ti $LiNbO_3$, можно понять с помощью хорошо известных уравнений связанных мод Вследствие той особой роли, которую играет теория связанных мод для ряда практически важных устройств на основе Ti $LiNbO_3$, существенно детальное знание этой теории, в том числе эффектов неоднородной связи, периодической связи и периодического обращения фазы Поэтому запишем уравнения для связанных мод в виде [4 85, 4 86]

$$R' - j\delta R = -j\kappa S, \quad (4\ 3\ 1)$$

$$S' + j\delta S = -j\kappa R, \quad (4\ 3\ 2)$$

где $\delta = \Delta\beta/2$, R и S — комплексные амплитуды волн в двух волноводах (или в общем случае двух мод), а штрихи означают дифференцирование в направлении распространения Если в один волновод (или моду) вводится единичная мощность, то мощность, переданная в другой волновод (или моду), может быть найдена решением уравнений (4 3 1) и (4 3 2), что дает следующую эффективность передачи

$$\eta = \frac{1}{1 + (\delta/\kappa)^2} \sin^2 \kappa L \left[1 + (\delta/\kappa)^2\right]^{1/2} \quad (4\ 3\ 3)$$

В случае одинаковых волноводов и в отсутствие напряжения ($\delta = 0$) мы имеем $\eta = \sin^2 \kappa L$, а полная передача мощности происходит при $\kappa L = n\pi/2$, где n — нечетное целое число Длина, на которой происходит полная передача мощности, называется длиной связи и определяется выражением $l = \pi/2k$ При $\delta \neq 0$ полная передача мощности невозможна при любом значении κL Для волноводов на ниобате лития, полученных диффузией Ti, были получены длины связи в пределах ~ 200 мкм — ~ 1 см [4 81] При соответствующей длине устройства полной передачи или перекрестного прохождения (обозначаемого символом ⊗) можно достичь без приложения напряжения

Прямое, или «параллельное», прохождение (обозначаемое символом ⊖) можно получить за счет электрооптического введения фазовой рас-

стройки $\Delta\beta$, такой, что $\eta = 0$ С целью минимизации, необходимой для 100%-ной модуляции величины $\Delta\beta L$, желательно использовать взаимодействие на единственной длине связи $l = \pi/2\kappa$ При $\kappa L = \pi/2$, чтобы изменить эффективность связи от 100% до 0, мы должны иметь $\Delta\beta L = \sqrt{3}\pi$. Для устройств, использующих интервалы взаимодействия, содержащие несколько длин связи, величина $\Delta\beta L$ должна быть существенно больше. Характеристика такого переключателя приведена на рис 4 18,б, в случае $L \gg l$ для полного переключения необходимо значение $\Delta\beta L \sim 2\kappa L$.

Направленные ответвители с неоднородной связью

Характеристики направленных ответвителей и других устройств на связанных модах могут быть изменены за счет как фазовой расстройки, так и зависимости коэффициента связи от координаты вдоль участка взаимодействия [4 87а—4 90] Направленный ответвитель с неоднородной связью схематически изображен на рис 4 19, *а*

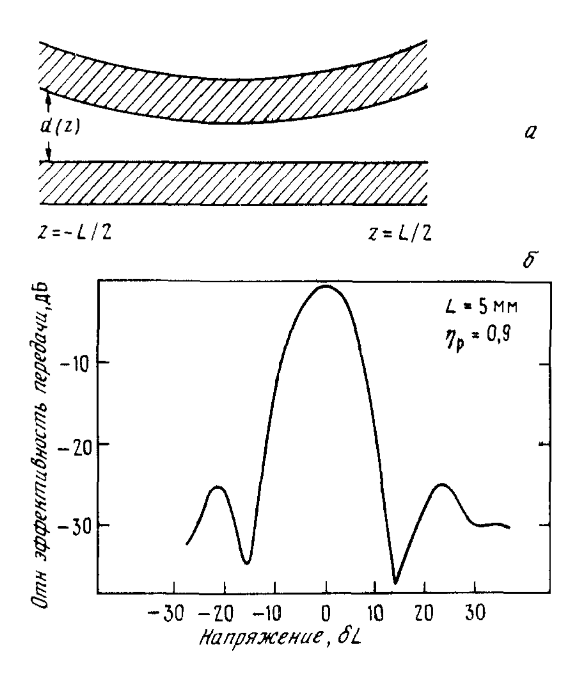


Рис. 4.19. *а* — направленный ответвитель с неоднородной связью, *б* — экспериментальная модуляционная характеристика направленного ответвителя с неоднородной связью, определяемой функцией Хамминга

Дифференциальные уравнения, которые описывают связь, когда либо к, либо $\Delta\beta$ изменяется вдоль интервала взаимодействия, можно записать в виде [4.88]

$$R' - j\delta R = -j\kappa(z) S e^{-j\phi(z)}, \quad (4\ 3\ 4)$$

$$S' + j\delta S = -j\kappa(z) R e^{j\phi(z)}, \quad (4\ 3\ 5)$$

где в дополпепие к ранее определенным параметрам мы имеем

$$\phi(z) = \int_0^z \left[\Delta\beta(z') - \Delta\beta(0)\right] dz' \quad (4\ 3\ 6)$$

Здесь $\phi'(z)$—зависящая от координаты величина изменения фазовой расстройки вдоль участка взаимодействия, которая может быть непрерывиой, как, например, в случае нерегулярного разветвителя [4 90], илн дискретной функцией, как в случае ответвителя со знакочередующейся величиной $\Delta\beta$ Уравнения (4 3 4) и (4 3 5) могут быть сведены к одному нелинейному уравнению Риккати [4 87а, 4 88]

$$\rho' = -j(2\delta + \phi') + j\kappa(\rho^2 - 1), \quad (4\ 3\ 7)$$

где

$$\rho = \frac{S}{R} e^{-j\phi} \quad (4\ 3\ 8)$$

Из граничных условий и закона сохранения энергни при единичной мощности, введенной в моду с амплитудой R, эффективность связи запишется в виде

$$\eta = \frac{|\rho|^2}{1 + |\rho|^2} \quad (4\ 3\ 9)$$

Для даниого пространственного распределения величнн к или ϕ можно найти ρ из численного решения уравнения (4 3 7) Другой метод вычисления ρ состоит в том, что используют решения уравнений связанных мод при постоянных к и $\Delta\beta$ (разд 2 6) и находят коэффициенты матрицы передачи на малых интервалах распространения При этом эффективность связи для любого пространствеиного распределения может быть получена как произведение этих матриц передачи для отдельных ступенчатых неоднородностей

Из уравнения (4 3 7) можно получить некоторые важиые и полезиые аналитические выражения Прежде всего для устройств на связанных

модах, у которых пространственно неоднородна только величина к ($\phi' \equiv 0$), эффективность связи в отсутствие расстройки ($\delta = 0$) дается выражением

$$\eta = \sin^2\left[\int_{-L/2}^{L/2} \kappa(z)dz\right] \qquad (4\ 3\ 10)$$

Таким образом, существенную роль играет лишь интегральная величина связи и эффективиость передачи может составлять 100% Из (4 3 7) можно также найти качественную зависимость эффективности передачи η от δ для обобщенного устройства на связанных модах В случае малого ослабления первоначально возбужденной моды ($|R| \sim 1 |S| \ll 1$) эффективность связи $\eta(\delta)$ пропорциональна величине

$$\int_{L/2}^{L/2} \kappa(z)\ e^{-j[\phi(z)\ +\ \delta]}\ dz \qquad (4\ 3\ 11)$$

Поскольку $\kappa(z) = 0$ при $|z| > L/2$, пределы интегрирования могут быть расширены до $\pm\infty$ Таким образом, при малых значениях эффективности переходная характеристика представляет собой преобразование Фурье пространственного распределения коэффициента связи Например, при однородной связи преобразование Фурье дает зависимость вида $\mathrm{sinc} \equiv (\sin\ x)/x$, что совпадает с полученным ранее решением (рис 4 18,*б*) [4 88]

Для некоторых применений, включая частотные фильтры и поляризационно независимые переключатели, форма переходной характеристики должна быть близка к прямоугольной с незначительными боковыми лепестками Приближенный вид такой переходной характеристики можно получить, если в качестве зависимости $\kappa(z)$ выбрать распределение, фурье образ которого имеет низкий уровень боковых лепестков Для различных примененний было исследовано большое число возможных функциональных зависимостей Большинство требует, чтобы к медленно приближалось к нулю на концах ответвителя В случае волноводных ответвителей это легко достигается за счет того, что к экспоненциально уменьшается с увеличением ширины зазора между волноводами На рис 4 19,*б* приведена измеренная передаточная характеристика фильтра для одной такой функции распределения, а именно функции Хамминга [4 91]

Другой интересный метод, позволяющий создавать устройства на связанных модах с данной передаточной характеристикой, состоит в

том, чтобы для осуществления эффективной связи между модами со значительной фазовой расстройкой ($\delta \gg 1$) производить периодическое изменение величины κ Особое место среди таких устройств занимает преобразователь мод TE $\Longleftrightarrow$ TM, который будет рассмотрен ниже Периодическая зависимость коэффициента связи может быть записана в виде

$$\kappa(z) = \frac{\kappa_0}{2}\left[1 + m \sin\left[\frac{2\pi}{\Lambda} z\right]\right] \quad (0 \le m \le 1) \qquad (4\ 3\ 12)$$

На основании выражения (4 3 11), являющегося записью преобразования Фурье, можно предположить существование дискретного набора значений эффективности преобразования (несмотря на очень большую фазовую расстройку) для величин $\Delta\beta$, удовлетворяющих условию синхронизма [4 87]

$$\frac{2\pi}{\Lambda} |N_2 - N_1| = \frac{2\pi}{\Lambda} \qquad (4\ 3\ 13)$$

Действительно, показано, что при выполнении условия синхронизма может быть достигнута 100%-ная эффективность передачи и все полученные выше из теории связанных мод результаты могут быть обобщены с помощью подстановки $\Delta\beta' = \Delta\beta - 2\pi/\Lambda$ и $\kappa' = m\kappa/2$ Так как выполнение условия фазового синхронизма явно зависит от длины волны λ, устройства с периодически связанными модами проявляют сильную частотную селективность, как мы покажем ниже

Направленный ответвитель со знакочередующимся $\Delta\beta$

Передаточная характеристика направленного ответвителя может быть видоизменена за счет пространственного изменения величины $\Delta\beta$ Наиболее важным случаем является ступенчатое или противофазное изменение $\Delta\beta$, когда знак наведенного изменения $\Delta\beta$ периодически чередуется вдоль длины взаимодействия [4 92,4 93] Устройство такого типа (рис 4 20) позволяет преодолеть два основных ограничения, присущих обычному управляемому направленному ответвителю Первым из них является сложность обеспечения равенства L целому числу длин связи,

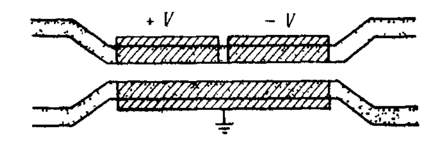


Рис.4.20. Управляемый направленный ответвитель с электродами, создающими знакопеременный фазовый сдвиг $\Delta\beta$

необходимого для 100%ного переключения в отсутствие управляющего напряжения Заметим, что эту трудность можно было бы преодолеть, если бы величину κ можно было изменять электрооптически Вторым недостатком является то, что в случае если L содержит несколько длин связи, то необходимо соответственно большее значение $\Delta\beta L$ Первый из указанных недостатков создает проблему в тех случаях, когда требуется низкий уровень перекрестных помех в обоих состояниях В модуляторах при $L \neq nl$ возникают дополнительные потери в «открытом» состоянии Второй недостаток особенно важен в случае быстродействующих модуляторов, когда существенным является требование низкого управляющего напряжения Это достигается за счет малости зазора между электродами, однако для типичных значений G длина связи l мала по сравнению со значением L, необходимым для приемлемо низкого значения управляющего напряжения Эти трудности не позволяют реализовать низкие напряжения V при больших L Однако для модулятора со знакопеременным изменением $\Delta\beta$, как будет показано ниже, полное изменение величины $\Delta\beta L$ составляет около $\sqrt{3}\pi$, даже если $L/l > 1$, при условии, что количество электродных участков примерно равно числу длин связи, укладывающихся на интервале взаимодействия Зависимость эффективности переключения от управляющего напряжения в устройстве с чередующимся знаком $\Delta\beta$ наиболее удобно вычислять, перемножая матрицы передачи для каждого из участков, которые имеют одинаковые абсолютные значения коэффициентов, но отличаются знаками при $\Delta\beta$ [4 92] Эффективность переключения в зависимости от напряжения для модулятора, содержащего N участков (N четное) со знакопеременным $\Delta\beta$, может быть записана в виде [4 92]

$$\eta = \sin^2 \kappa_{\text{эфф}} L, \tag{4 3 14}$$

где

$$\kappa_{\text{эфф}} = \frac{N}{L} \arcsin \sqrt{\eta_s} \tag{4 3 15}$$

Здесь η_s — эффективность перекрестной передачи на одном участке длиной L/N, определяемая выражением (4 3 3) Заметим, что идеальные состояния ⊗ и ⊖ могут быть достигнуты за счет электрооптического изменения величин $\Delta\beta$ Значения $\Delta\beta L$, необходимые для реализации состояний ⊗ и ⊖, удобно представить как функцию величины κL на кривой переключения, показанной на рис 4 21 Здесь ординатой является обусловленное технологическим процессом значение L/l, а абсциссой — наведенное (обычно) электрооптически значение $\Delta\beta L$ Кривые позволяют

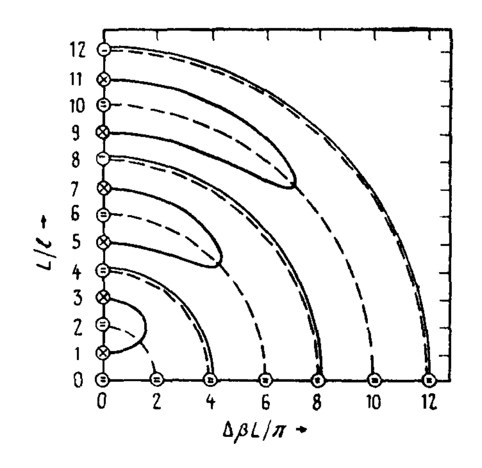


Рис. 4.21. Диаграмма режимов переключателя со знакопеременным фазовым сдвигом **Δβ**. Кривые указывают значения L/l и $\Delta\beta L$, необходимые для достижения состояний ⊗ или ⊖ Штриховые линии соответствуют состоянию ⊖ направленного ответвителя с однородными электродами (Согласно работе [4 92])

установить требуемые для состояний ⊗ или ⊖ значения этих величин. Следует заметить, что в случае однородного $\Delta\beta$ состояние ⊗ может быть достигнуто только в отдельных точках L/l = 1, 3, на ордиате, что выдвигает нереализуемые требования к технологическим допускам Ограниченные точностью измерения перекрестные помехи (~ 43 дБ) были достигнуты в электродной конфигурации со знакопеременным $\Delta\beta$ [4 94] Повторяемость результатов, получаемая при использовании устройств с чередованием знака **Δβ**, позволяет, как будет показано ниже, использовать этот подход в ряде конструкций на связанных модах, выполненных на основе Ti $LiNbO_3$ Использование принципа взаимодействия с бегущей волной, которое может быть объединено с принципом чередования знака $\Delta\beta$, позволяет обеспечивать быстрое переключение с низким уровнем перекрестных помех [4 95, 4 96]

4.3.2. Мостовой балансный интерферометр

Оптический переключатель, показанный схематически на рис 4 22,*а*, основой которого является мостовой балансный интерферометр, является аналогом объемного интерферометра Маха—Цендера Излучение, введенное в один из двух входных волноводов, разделяется направленным ответвлением по уровню 3 дБ (делитель мощности 50/50%), затем волноводы разводятся на расстояние, достаточное для прекращения связи, и вновь сходятся к плечам 3 дБ ответвителя На участке, где связь

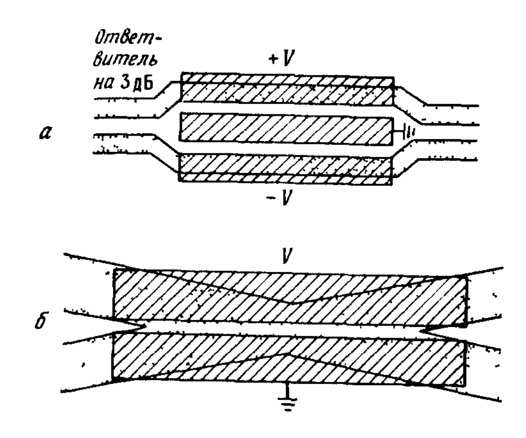


Рис. 4.22. *а* — мостовой балансный интерферометр, *б* — переключатель на скрещенных волноводах

между волноводамн отсутствует, относительный набег фазы может быть изменен за счет электрооптического эффекта Зависимость эффективности перекрестиой передачи мощности на выходе от наведенной фазовой расстройки может быть найдена из решения уравиений для связанных мод на трех последовательно расположенных участках 3 дБ ответвителе, участке сдвига фазы (к = 0) н конечном 3 дБ ответвителе

Если в один из волноводов введен сигнал еднничной мощности, то эффективность передачи во второй волновод на выходе дается выражением

$$\eta = \cos^2 \frac{\Delta\beta L}{2}, \qquad (4\ 3\ 16)$$

где L — протяжеиность электродов на участке сдвига фазы Этот переключатель будет иметь пернодическую передаточную характеристику по отношенню к $\Delta\beta$ с многократными состояниями ⊗ и ⊖, в чем проявляется его отличие от управляемого направленного ответвителя и сходство с многосекционным переключателем со знакочередующнмися значениями $\Delta\beta$ Необходнмое для перехода из скрещенного в параллельиое состояние значение фазового сдвига составляет $\Delta\beta L = \pi$, которое в $\sqrt{3}$ раза меньше, чем в случае направленного ответвителя Поскольку эффектнвность переключения зависит только от единственного, управляемого внешним напряженнем параметра $\Delta\beta$, оба состояния могут быть получены выбором определениого значения электрического сигнала

Идеальные состояния переключателя (т е с низким уровнем перекрестных помех) реализуются, если входной и выходной ответвители обеспечивают связь точно на уровне 3 дБ, а потери в обоих плечах одинаковы Даже при малых отклонениях параметров нельзя достичь эффективности $\eta = 1$ К счастью, ответвители по уровню 3 дБ можно изготовить, либо используя одинаковые волноводы с $\kappa L = \pi/4$ и $\Delta\beta = 0$, либо удовлетворяя неравенству $\kappa L > \pi/4$ и осуществляя электрооптическую подстройку $\Delta\beta$ [см (4 3 3)]

Известны два варианта такой конструкции, использующей близкорасположенные волноводы [4 99, 4 100] Во избежание связи между волноводами в области фазового сдвига в одной из работ используется вытравленный зазор, а в другой — волноводы с большой фазовой расстройкой Однако в этих случаях не был достигнут удовлетворительный уровень перекрестных помех Преимуществом таких структур является потенциальная возможность уменьшения потерь за счет исключения изгибных переходов

4.3.3. Переключатель на скрещенных волноводах

На основе структур Ti $LiNbO_3$ были продемонстрированы различные типы переключателей, использующих скрещенные волноводы [4 101—4 105], один из которых изображен на рис 4 22,б Хотя первые образцы таких устройств, использовавших многомодовые волноводы, были основаны на принципе полного внутреннего отражения [4 104], их вариант на одномодовых волноводах можно рассматривать как направленный ответвитель с нулевым зазором или модовый интерферометр Для рассмотрения симметричного разветвителя удобнее использовать подход, основанный на представлении двух собственных мод (см гл 3) связанной структуры, а не двух пространственно разделенных мод волноводов, как принято в теории связанных мод [4 105] Собственные моды симметричной структуры не являются связанными и распространяются с различными фазовыми скоростями Ввод излучения в один из изолированных волноводов приводит к формированию двух одновременно существующих собственных мод, которые распространяются через структуру без возмущений и интерферируют друг с другом за счет различия фазовых скоростей На их интерференцию может оказывать влияние приложенное поперечное симметричное электрическое поле, вызывающее за счет электрооптического эффекта изменение в соотношении мощностей на выходах волноводов В таком интерферометре оба состояния могут

быть достигнуты с малым уровнем перекрестных помех Однако для реализации этого требуется, чтобы устройство как без приложенного поля, так и при нем сохраняло строгую симметрню, иеобходимую для того, чтобы избежать появлення связи между локальными собственными модами и обеспечить хорошую межмодовую интерференцию и в конечном счете низкий уровень перекрестных помех При тщательном изготовлении, правильном коиструировании и точной установке был достигнут уровень перекрестных помех, приближающийся к -30 дБ Переключателн такого рода имеют значения параметра VL (управляющее напряжение × длина) такого же порядка, как и направленные ответвители с конечной шириной зазора [4 106]

4.4. ИМПУЛЬСНЫЙ МОДУЛЯТОР

Быстродействующие волноводные модуляторы интенсивностн могут занять важное место среди компонентов сверхбыстродействующих систем световодной связи Прямая модуляция тока полупроводннкового лазера является сейчас наиболее удобным и часто прнменяемым способом кодирования данных при скоростях передачи до ~ 2 Гбит/с Однако в большинстве полупроводниковых лазеров достаточно быстрая модуляция тока приводит к нежелательной частотной модуляции, илн чирпинг эффекту, что ограничнвает возможности использования спектральиого диапазона кварцевого волокна с минимальным уровнем потерь на распространение в областн λ = 1,55 мкм, где имеется ненулевая дисперсия Внешняя модуляцня не вызывает чирпинг эффекта и позволяет повысить дальность связи Эта область применения будет более подробно рассмотреиа ниже

Импульсный модулятор является более простым устройством, чем переключатель 2 × 2, поскольку он имеет лншь один полезный выход В дополнение к переключателям, рассмотренным выше, созданы электрооптические импульсные модуляторы, использующие интерферометры на Y разветвителях [4 51, 4 97, 4 108—4 110], активные Y разветвители [4 111], волноводы с отсечкой [4 112] и TE ⟺ TM модовые преобразователн [4 113, 4 114] Основными характернстиками таких модуляторов являются глубина модуляции или динамический диапазон, необходимое управляющее напряжение, а также быстродействие или частотный диапазон модуляции Динамический днапазон ~ 15 дБ обычно считается удовлетворительным

4.4.1. Интерферометр на Y-разветвителях

Интерферометр на Y-разветвителях, который действует по тому же принципу, что и балансный мостовой интерферометр, изображен на рис 4.23 Однако в отличие от мостового балансного интерферометра

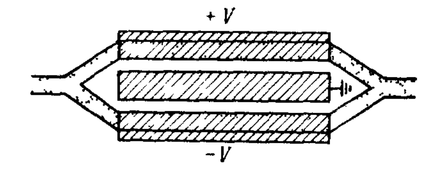


Рис.4.23. Интерференционный модулятор на Y разветвителях

такая конструкция имеет лишь один вход и один выход Благодаря своей простоте она находит широкое применение в качестве импульсного модулятора В этой схеме в качестве ответвителей на 3 дБ используются Y разветвители в режиме деления мощности Входная волна разделяется на равные части, и каждая из них проходит свое плечо интерферометра Оба плеча интерферометра разнесены на достаточно большое расстояние, чтобы исключить связь между ними Оба плеча имеют, как правило, одинаковую длину оптического пути Поэтому обе волны на выходе устройства складываются в фазе и распространяются далее без уменьшения амплитуды Однако в случае $\Delta\beta L = \pi$ комбинация низших мод имеет вид второй несимметричной моды, которая излучается в подложку, и мы имеем минимум прошедшего сигнала Эффективность модуляции устройства такая же, как и у балансного мостового модулятора Для реализации противофазного изменения $\Delta\beta$ в различных плечах может быть использована трехэлектродная конфигурация Однако это приводит к увеличению электрической емкости, что нежелательно при высоком быстродействии устройства Если мы хотим иметь модулятор, то на электроды интерферометра нужно подать постоянное смещение, обеспечивающее 50% ное прохождение, и переменный сигнал Смещение можно получить либо электрооптически, прикладывая постоянное напряжение, либо оптически, используя интерферометр с несколько различающимися длинами плеч [4 115]

Один из вариантов такого устройства включает в себя несимметричный ответвитель на выходе интерферометра, реализующий два выхода и превращающий модулятор в переключатель 1 × 2 [4 115а]

К другим типам волноводных модуляторов интенсивности относятся устройства, использующие режим отсечки и модуляцию поляризации. Мо-

дулятор с отсечкой представляет собой обычный фазовый модулятор, в котором за счет электрооптического эффекта изменяется показатель преломления в волноводной области и подложке таким образом, что нарушается волноводный режим и свет излучается в подложку Его основным преимуществом является простота Однако для малых значений управляющего напряжения волновод должен быть близок к отсечке, что приводит обычно к значительному уровню потерь в «открытом» ($V = 0$) состоянии Кроме того, это условие требует тщательного поддержания допусков на параметры волноводов Поляризационный модулятор мы рассмотрим ниже

4.4.2. Управляющее напряжение и ширина полосы в переключателях и модуляторах

Для направленного ответвителя и интерференционного переключателя (модулятора) параметр VL (управляющее напряжение × длина) можно вычислить с помощью выражения (4 2 10), подставляя в него соответственно $p = \sqrt{3}$ и 1 Экспериментальные значения VL для направленного ответвителя, использующего z-срез Ti LiNbO$_3$, изменяются пропорционально λ^2 и могут быть аппроксимированы выражением $VL \sim 3{,}2 \cdot \lambda^2$ [В·см], где λ измеряется в мкм [4 116]

Частотные характеристики фазовых модуляторов как типа бегущей волны, так и емкостного типа прямо соответствуют характеристикам интерференционных модуляторов, поскольку амплитудная модуляция обусловлена суммарным фазовым сдвигом То же самое справедливо и для направленного ответвителя емкостного типа Однако для направленного ответвителя типа бегущей волны мы имеем совсем иную ситуацию, когда важную роль играет не только суммарное изменение набега $\Delta\beta$, но и его распределение вдоль устройства Например, для модулятора на основе направленного ответвителя с $L \doteq l$ фазовая расстройка на концах устройства, где практически все излучение содержится в одном из волноводов, относительно несущественна Физическим объяснением этого факта является то, что фазовая расстройка особенно важна в центральной части устройства и не оказывает влияния на его концах Таким образом, с учетом фазовой расстройки эффективная длина ответвителя ($\sim L/\sqrt{3}$) меньше, чем его реальная длина [4 117, 4 118] Отсюда следует, что при одинаковой длине взаимодействия модулятор на основе направленного ответвителя за счет фазовой расстройки имеет менее строгое, чем устройства интерференционного типа, ограничение

по частотному дипазону В действительности это увеличение ширины полосы приблизительно равно увеличению управляющего напряжения, необходимому для направленного ответвителя по сравнению с интерференционным модулятором Расчетные частотные модуляционные характеристики для двух типов конструкции приведены на рис 4 24 Неоднородная

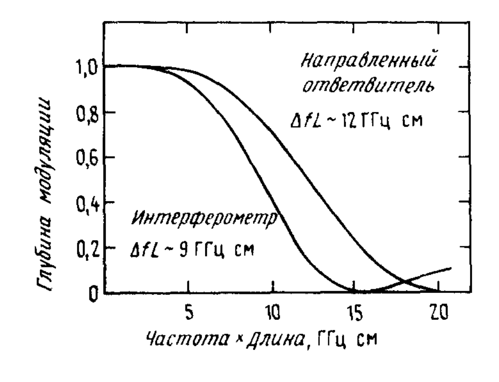


Рис. 4.24. Расчетные оптические модуляционно частотные характеристики интерференционного модулятора типа бегущей волны и модулятора на основе направленного ответвителя (Согласно работе [4 117])

величина связи или фазовой расстройки в случае направленного ответвителя позволяет обеспечить низкий уровень боковых лепестков в частотной зависимости

В настоящее время имеются сообщения о создании многочисленных вариантов очень широкополосных интерферометрических модуляторов на основе направленных ответвителей [4 39, 4 40 4 119—4 122] Вопросы их применения мы рассмотрим ниже

4.5. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА

Устройства для модуляции, разделения или контроля поляризации могут найти широкое применение в перспективных системах оптической связи когерентного типа Все эти устройства были разработаны на основе волноводов Ti $LiNbO_3$

Для определения поляризации излучения могут быть использованы различные базисы параметров, однако для наших целей удобно использовать две характеристики угол поляризации θ и фазовый сдвиг ϕ Тогда нормированные комплексные амплитуды для TE и TM мод можно записать в виде

$$\begin{bmatrix} A_{TE} \\ A_{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta e^{j\phi} \end{bmatrix} \qquad (4.5.1)$$

где θ определяет отношение амплитуд TE и TM волн, а ϕ есть фазовый сдвиг между TE и TM компонентами поля. Свет линейно поляризован под углом θ, если $\phi = 0$. В случае $\theta = 0$ присутствует только TE поляризация, а при $\theta = \pi/2$ — только TM. Свет с правой круговой поляризацией будет, например, определяться следующими параметрами $\theta = \pi/4$ и $\phi = \pi/2$. В пассивных волноводах Ti:$LiNbO_3$ свет линейно-поляризованный вдоль главных осей, распространяется так, что его поляризация вдоль главных осей сохраняется. Например, излучение TE (TM) поляризации в волноводе, изготовленном на z (x или y) срезе ниобата лития, сохраняет исходную поляризацию. Кроме того, при вводе эллиптически поляризованного излучения, соотношение амплитуд TE и TM мод на выходе сохранится, хотя, если волноводы обладают двулучепреломлением, как в случае Ti:$LiNbO_3$, относительный сдвиг фазы может измениться.

4.5.1. TE⟺TM преобразование

Устройство, использующее наибольший электрооптический коэффициент для преобразования TE волн в TM, изображено на рис. 4.25. Для этого устройства основным является недиагональный элемент электрооптического тензора r_{51}, позволяющий преобразовывать TE (TM) волны в TM (TE). Периодическая электродная структура необходима ввиду двулучепреломления ниобата лития и различия в эффективных показателях преломления для мод различной поляризации. Как было показано в разд. 4.3, эффективное преобразование может быть реализовано для периода Λ, определенного выражением

$$\frac{2\pi}{\lambda} |N_{TM} - N_{TE}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \qquad (4.5.2)$$

В случае ниобата лития требуемые значения периода Λ составляют 7 и 18 мкм соответственно при $\lambda = 0{,}6$ и 1,3 мкм [4.113]. Выше мы показали, что этот процесс преобразования описывается уравнениями связанных мод при $\Delta\beta = 0$. Таким образом

$$\eta = \sin^2 \kappa L, \qquad (4.5.3)$$

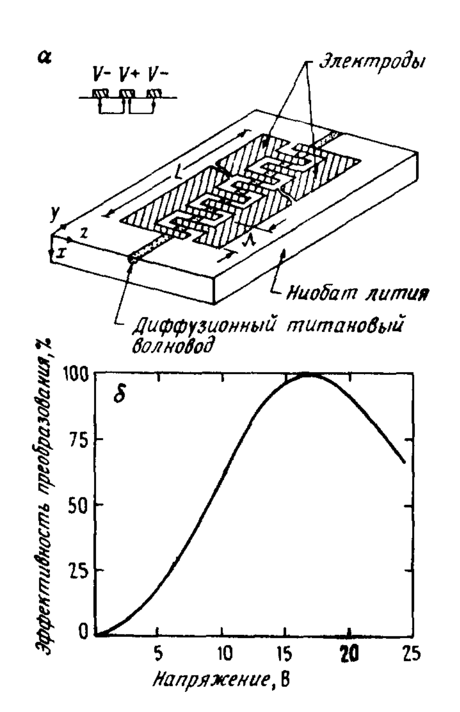


Рис. 4.25. а — волноводный электрооптический преобразователь поляризации TE ⟺ TM с синхронизированными периодическими электродами, б — экспериментальная зависимость эффективности преобразования поляризации TE ⟺ TM в синхронном режиме от приложенного напряжения, L = 6 мм и λ = 1,32 мкм

где

$$\kappa = \frac{\Gamma\pi}{\lambda} n^3 r_{51} \frac{V}{G} \tag{4 5 4}$$

Как следует из структуры электрооптического тензора для $LiNbO_3$ (4 2 3), направленное вдоль оси x электрическое поле может приводить к связи поляризованных по осям x и z компонент оптического поля через коэффициент r_{51} Для достижения 100%-ной модуляции поляризации необходимо, чтобы $kL = \pi/2$ или $p = 1/2$ (4 2 9), что является обязательным условием для любого типа модулятора Экспериментальные характеристики TE ⟺ TM преобразователя мод, в котором обеспечен синхронизм для длины волны λ = 1,32 мкм, приведены на рис 4 25 [4 123]

4.5.2. Вращатель плоскости поляризации

Для ряда практических применений требуется устройство, способное преобразовать данную поляризацию (θ_i, ϕ_i) входного сигнала в опреде-

лениую поляризацию сигнала на выходе Устройство для преобразования поляризации играет важиую роль, поскольку обычное одномодовое волокно не сохраняет поляризации, в то время как, например, когерентные системы связи требуют сигналов с известной поляризацией Во многих случаях достаточно, чтобы выходной сигнал представлял собой TE или TM моду При этом на вход устройства из стаидартного (не двулучепреломляющего) одномодового волокна может поступать произвольный, в общем случае эллиптически поляризованный сигиал Для обеспечения произвольиого преобразования поляризации требуется более сложное устройство, чем обычный TE ⟺ TM преобразователь Наиболее простой вариант вращателя плоскости поляризации, изображенный на рис 4 26, состоит из синхронизированного TE ⟺ TM преобразователя,

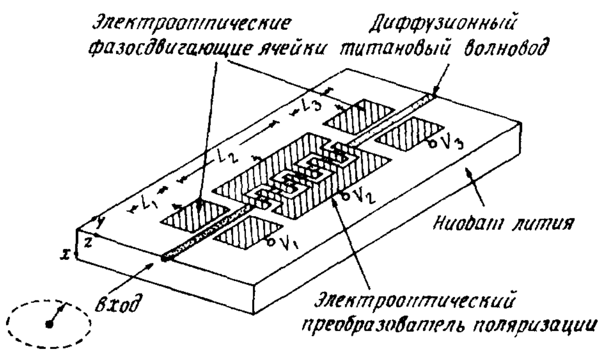


Рис.4.26. Электрооптический вращатель плоскости поляризации

ля, расположениого между двумя фазосдвигающими участками, которые позволяют при подаче электрического сигнала изменять относительный сдвиг фазы ϕ между TE и TM модами [4 124, 4 125] Для входного сигиала произвольной поляризации (θ_i, ϕ_i) путем перемножения матриц передачи трех электродных участков можно найти компоненты TE и TM мод на выходе (следует заметить, что в данном случае мы пренебрегаем постоянным фазовым сдвигом между TE- и TM-компонентами за счет двулучепреломления вне электродных участков)

$$\begin{bmatrix} A_{TE} \\ A_{TM} \end{bmatrix}_o = \begin{bmatrix} \cos \kappa L_2 \cos \theta_i - j e^{j(\phi_i + \Delta\phi_1)} \sin \kappa L_2 \sin \theta_i \\ e^{j(\Delta\phi_3)} \left[e^{j(\phi_i + \Delta\phi_1)} \cos \kappa L_2 \sin \theta_i - j \sin \kappa L_2 \cos \theta_i \right] \end{bmatrix}. \quad (4\,5\,5)$$

Преобразовав данное выражение к виду (4.5.1), можно найти угол по-

ляризации на выходе

$$\theta_o = \frac{1}{2} \arccos\left[\cos 2\theta_i \cos 2\kappa L_2 + \sin 2\kappa L_2' \sin 2\theta_i \sin \phi_i'\right] \tag{4.5.6}$$

и относительный сдвиг фаз TE- и TM мод

$$\phi_o = \phi_i' + \Delta\phi_3 + \operatorname{arctg}\left[\frac{\cos \kappa L_2 \sin \theta_i \sin \phi_i' - \sin \kappa L_2 \cos \theta_i}{\cos \kappa L_2 \sin \theta_i \cos \phi_i'}\right] +$$

$$+ \operatorname{arctg}\left[\frac{\sin \kappa L_2 \sin \theta_i \cos \phi_i'}{\cos \kappa L_2 \cos \theta_i + \sin \kappa L_2 \sin \theta_i \sin \phi_i'}\right], \tag{4.5.7}$$

где $\phi_i' = \phi_i + \Delta\phi_1$ — относительный сдвиг фазы на входе участка преобразования, а

$$\Delta\phi_{1,3} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{V_{1,3}}{G} L_{1,3}\left[n_{TE}^3 \Gamma_{TE} r_{TE} - n_{TM}^3 \Gamma_{TM} r_{TM}\right]$$

представляет собой наведенный фазовый сдвиг

Необходимость в использовании первого фазосдвигающего участка для обеспечения произвольного преобразования поляризации иллюстрируется рис 4 27 На этом рисунке изображены вычисленные по фор-

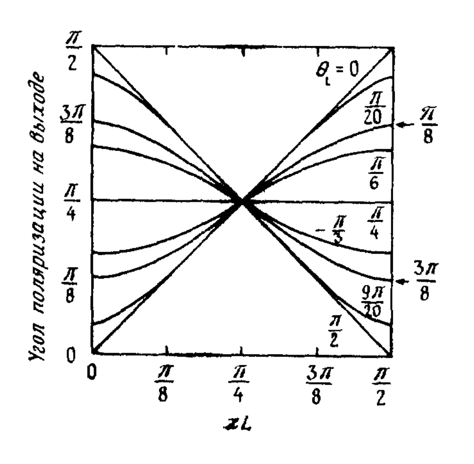


Рис. 4.27. Расчетная зависимость угла поляризации на выходе от величины связи преобразователя поляризации κL для различных значений угла поляризации на входе θ_i. Относительный сдвиг фаз TE и TM мод на преобразователе принят равным нулю.

муле (4.5 6) значения угла поляризации на выходе θ_o в зависимости от величины связи для нескольких значений θ_i Расчет выполнен при $\phi'_i = 0$ Как и следовало ожидать, из рис.4 27 видно, что в случае, когда сигнал на входе представлен только TE или TM поляризацией ($\theta_i = 0$ или $\pi/2$ соответственно), то можно получить любое значение θ_o на выходе при соответствующем выборе напряжения на преобразователе (κL_2) Это, разумеется справедливо для любого значения ϕ'_i Однако, когда θ_i увеличивается от 0 или уменьшается от $\pi/2$, диапазон достижимых значений θ_o существенно ограничивается Действительно, в случае $\theta_i = \pi/4$ угол поляризации θ_o на выходе остается неизменным при любой величине связи. Вообще говоря, при других значениях ϕ'_i диапазон изменения θ_o также будет ограничен Таким образом, в частных случаях TE или TM-поляризации на входе могут быть получены любые значения угла поляризации на выходе, однако для произвольных θ_i и ϕ'_i произвольные преобразования угла θ осуществить невозможно

Для обеспечения любого заданного преобразования угла θ необходимо, чтобы входной фазосдвигающий участок создавал относительное изменение фазы между TE и TM компонентами на входе преобразователя $\phi'_i = \pm\,\pi/2$. Тогда (4 5 6) принимает простой вид.

$$\theta_o \quad \theta_i = \pm\,\kappa L_2,\ \phi'_i = \pm\,\frac{\pi}{2}\,. \qquad (4\ 5\ 8)$$

В этих случаях произвольное преобразование $\theta_i \longrightarrow \theta_o$ становится возможным и преобразователь мод работает как *линейный* вращатель плоскости поляризации (угла θ) Фактически лишь в двух указанных частных случаях возможно произвольное преобразование θ Таким образом, для перекрытия всего диапазона изменений θ необходимо иметь комбинацию первого фазосдвигающего участка и преобразователя мод

Относительный сдвиг фазы ϕ_o на выходе устройства определяется вторым фазосдвигающим участком В наиболее предпочтительном частном случае, когда $\phi'_i = \pm\pi/2$, выражение (4 5 7) преобразуется к виду

$$\phi_o = \Delta\phi_3 \pm \pi/2 \qquad (4\ 5\ 9)$$

Из выражения (4 5 9) следует, что относительный сдвиг фазы на выходе преобразователя мод такой же, как и на его входе Это является важным отличием указанного режима от общего случая (произвольное значение ϕ'_i), когда фаза на выходе модового преобразователя зависит сложным образом от величин θ_i, ϕ'_i и kL_2 Таким образом, при ϕ'_i =

$= \pm\pi/2$ требуемое значение фазы на выходе ϕ_0 достигается при приложении напряжения V_3 к электродам второго фазосдвигающего участка, мы имеем

$$\phi_0 = \phi_1 + \Delta\phi_f + \Delta\phi_1 + \Delta\phi_3, \qquad (4\ 5\ 1)$$

где

$$\Delta\phi_f = \frac{2\pi}{\lambda} L_T(N_{TM} - N_{TE}) \qquad (4\ 5\ 1)$$

представляет собой дополнительный фазовый сдвиг за счет материальной и модовой анизотропии на всей длине кристалла L_T Фазовый сдвиг $\Delta\phi_1$ определяется из условия $\phi'_1 = \pm\pi/2$ Следует заметить, что θ_0 не изменяется при прохождении через второй фазосдвигающий участок [см (4 5 8)]

Стоит перечислить несколько основных режимов работы рассмотренного выше устройства Режим линейного вращателя плоскости поляризации реализуется, когда первый фазосдвигающий участок дает $\phi'_1 = -\pi/2$, а второй — нулевой фазовый сдвиг на выходе Вращение угла поляризации при этом пропорционально напряжению на электродах модового преобразователя При произвольной поляризации на входе и необходимости получения ТЕ или ТМ поляризации на выходе величина ϕ_0 не имеет значения и второй фазосдвигающий участок не нужен В случае, когда на вход подается излучение ТЕ или ТМ поляризации, модовый преобразователь с единственным выходным фазосдвигающим участком может обеспечить получение произвольной поляризации на выходе

Рассмотренное выше электрооптическое устройство вращения плоскости поляризации может быть использовано с цепью обратной связи Эта возможность обусловлена тем, что фазовый сдвиг и напряжение на модовом преобразователе могут быть оптимизированы независимо друг от друга Предположим, что требуется преобразовать входной сигнал в ТЕ моду Его поляризация может быть определена при помощи поляризационного расщепителя, описанного ниже По мере изменения поляризации на входе значение V_1 подстраивается с целью уменьшения сигнала ошибки Далее найденное значение V_1 фиксируется и V_2 изменяется для дальнейшего уменьшения сигнала ошибки После этого нет необходимости в дальнейшей подстройке V_1, пока поляризация входного сигнала не изменится

Чтобы избежать зависимости параметров устройства от длины волны предпочтительно использовать распространение в направлении оси когда двулучепреломление невелико [4 126 — 4 128] В этом случае

электрооптический коэффициент для модового преобразования уменьшается примерно на порядок, а принцип действия остается тем же Выбор направления распространения вдоль оси *z* также снижает проявление фоторефракции Чтобы уменьшить, хотя и не исключить полностью ограничения, обусловленные чувствительностью к длине волны излучения при сохранении наибольшего электрооптического коэффициента, была создана другая конструкция вращателя плоскости поляризации, в которой используется единственный электрический сигнал для настройки на данную длину волны и изменения фазы [4 129]

4.5.3. Поляризационно-избирательные устройства

Поляризационно избирательные устройства могут найти применения в качестве датчиков для цепи обратной связи упомянутого выше вращателя плоскости поляризации, а также для поляризационных мультиплексоров или демультиплексоров и других целей Эти устройства могут быть разделены на два основных типа поляризаторы и поляризационные расщепители соответственно активного и реактивного типа

Самым простым примером линейного поляризатора является волновод с металлической пленкой на поверхности, у которого за счет индукционных токов в металле потери для ТМ моды составляют до 10 дБ/см, а для ТЕ моды возрастают незначительно [4 32, 4 130] Этот эффект может быть усилен за счет помещения тонкого диэлектрического слоя между волноводом и поглощающим электродом с целью резонансного усиления связи ТМ моды с металлической пленкой и увеличения ее потерь [4 131] При этом разница коэффициентов потерь для ТМ и ТЕ мод может достигать 35 дБ/см [4 131]

Другой подход заключается в том, что используются анизотропные свойства волноводов, полученных методом протонного обмена или внешней диффузией из $LiNbO_3$ Протонный обмен увеличивает необыкновенный показатель преломления, но уменьшает обыкновенный показатель преломления $LiNbO_3$ Таким образом, волновод, сформированный, например, на *z* срезе $LiNbO_3$ посредством протонного обмена, поддерживает лишь ТМ моду и является линейным поляризатором За счет комбинирования волноводов, полученных диффузией титана и протонного обмена, можно создать достаточно короткий поляризатор с большой разницей потерь, если участок, в котором проведен протонный обмен, поместить между волноводами, поддерживающими обе поляризации [4 132-4 134] Таким способом был получен поляризатор с относительным подавлением 40 дБ и низкими переходными потерями

Вероятио, более универсальным устройством является линейный поляризациоиный расщепитель, который может пространствеино разделять TE- и TM компонеиты направляемой моды Для выполиения этой функции использовались специально приспособлеиные Y разветвители [4 135], скрещивающиеся волноводы [4 136] и направленные ответвители [4 137 — 4 139] В качестве примера рассмотрим поляризационно-избирательный направленный ответвитель, изображенный схематически на рис 4 28 Поляризационно селективную связь внутри волноводов можио получить, если сделать параметры κ или $\Delta\beta$ такими, чтобы они имели сильную зависимость от поляризации Разница в показателях преломлеиия подложки и волновода Δn, как упоминалось в разд 4 1, обычно неодинакова для TE и TM мод волиоводов Ti $LiNbO_3$ Следовательно, эффективная ширина волноводов и величина κ также зависят от поляризации Эта разница может быть увеличена или уменьшена выбором параметров диффузии Таким образом, соответствующий выбор параметров диффузии и длины взаимодействия L позволяет получить $\kappa_{TE}L = \pi$ и $\kappa_{TM}L = \pi/2$ Как правило, из за ограничений величины $|\kappa_{TE} - \kappa_{TM}|$ устройство должно иметь относительно большую длину, а именио около 1 см В этом случае при вводе излучения в волновод 1 в нем сохранится TE-мода, а мода TM перейдет в волновод 2 В прииципе при соблюдении технологических допусков поляризационый расщепитель этого типа является чисто пассивным и в нем не нужны электроды, изображенные на рис 4 28

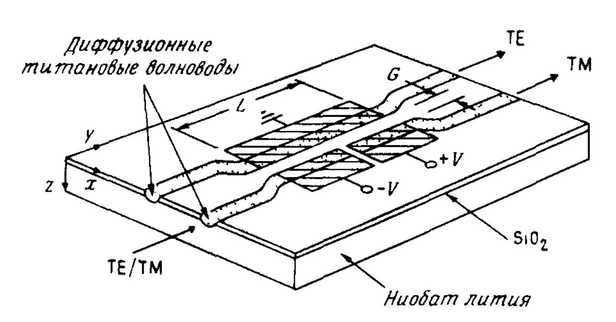


Рис. 4.28. Поляризационный расщепитель на основе направленного ответвителя

Другой подход состоит в использовании поляризациоиной чувствительности величины $\Delta\beta$ В этом случае зависимость от поляризации достигается за счет того, что на один из волноводов металлический

электрод наносится непосредственно, а на другой — через буферный слой [4 137] Металлическая пленка нагружает ТМ моду и изменяет ее постоянную распространения, но практически не влияет на ТЕ моду Таким образом, $\Delta\beta_{TM}$ можно сделать конечной величиной, в то время как $\Delta\beta_{TE} \approx 0$ Выбрав величину L такой, что для излучения, введенного в ненагруженный волновод, $\kappa_{TE}L = \pi/2$ и $\delta\beta_{TM}L \approx \sqrt{3}\,\pi$ (это необходимо, чтобы избежать потерь ТМ компоненты), мы обеспечим распространение ТМ моды в исходном волноводе, в то время как ТЕ-мода попадает во второй волновод На практике бывает трудно удовлетворить одновременно обоим условиям Однако в поляризационном расщепителе такого типа на волноводах Ti $LiNbO_3$ удалось получить уровень перекрестных помех ~ -17 дБ [4 137]

Для смягчения технологических требований и обеспечения возможности ввода сигнала в любой из волноводов можно использовать слабую поляризационную зависимость κ и сильную поляризационную зависимость наведенного электрооптически $\Delta\beta$ в ниобате лития Эти эффекты, а также использование электродов для противофазного изменения $\Delta\beta$ (рис 4 28) с целью подстройки привели к созданию поляризационного расщепителя перекрестными помехами менее 20 дБ, уровень которых был доведен до -27 дБ при оптимизации для одной поляризации [4 139]

4.6. ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ

Огромные возможности для более полного использования полосы одномодового волокна предлагает спектральное уплотнение каналов Эти возможности проявляются наиболее ярко в свете появления волокон с потерями менее 0,5 дБ/км в диапазоне λ = 1,3—1,6 мкм Одномодовые волноводные фильтры для мультиплексирования/демультиплексирования играют важную роль в системах связи Основными параметрами фильтров являются центральная длина волны, ширина полосы, максимальная эффективность, уровень боковых лепестков и возможность электрической подстройки Необходимая ширина полосы фильтра зависит от его конкретного предназначения В случае когда требуется лишь несколько каналов, предпочтительно использовать относительно широкополосные фильтры, ввиду их меньшей критичности к технологическим отклонениям Однако для многоканальных систем с высококачественными источниками потребуются узкополосные фильтры Таким образом, для разработчика систем связи важно иметь в своем распоряжении набор фильтров с различной шириной полосы Был создан целый ряд фильтров различных конструкций со свойственной каждому типу характерной шириной поло-

сы Так же, как и в случае переключателей модуляторов, оии образуют два осиовиых класса устройства иа связанных модах и интерференциоиные

4.6.1. Интерфереициоиные фильтры

Два варианта реализации иитерфереициоииого фильтра изображеиы на рис 4 29 Удачным примером такой конструкции, на примере которой может быть объясиеи принцип действия устройства, является интерферометр иа Y разветвлеииях с иесбалансированными плечами, показаиный иа рис 4 29, *а* В этой схеме входиое и выходное Y соедииеиия выполняют те же фуикции, что и в интерференционном модуляторе Эти же функции могут быть выполиены и направленными ответвителями иа 3 дБ Однако в отличие от равиоплечевого интерферометра за счет разницы оптических путей ΔL величина отиосительиого сдвига фазы иа выходном соедииении будет сильио зависеть от длины волиы, что запишется в виде

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} N\Delta L. \tag{4.6 1}$$

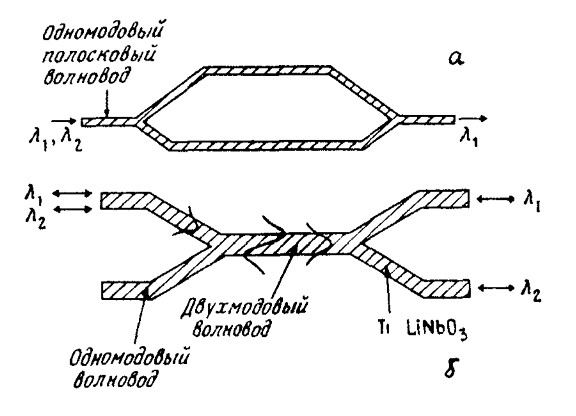


Рис. 4.29. *а* — интерференциониый фильтр с иесбалансированиыми плечами, *б* — интерфереиционный спектральный мультиплексор/демультиплексор (Согласио работе [4 140])

Вследствие этого интенсивность на выходе устройства будет определяться периодической фуикцией длины волны

$$I_{вых} = I_{вх} \cos^2 \left[\frac{\pi N \Delta L}{\lambda}\right] \qquad (4\ 6\ 2)$$

при ширине полосы по нулевому уровню сигнала

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta L} \qquad (4\ 6\ 3)$$

Например, при разнице длин оптических путей порядка 100 λ/N (~ 70 мкм при λ_0 = 1,5 мкм) период повторения максимумов пропускания по длине волны составляет 150 Å

Создание интегрально оптического интерферометра с несбалансированными плечами ограничивается возможностью реализации достаточно острых углов изгиба на Y соединениях Альтернативной конструкцией является интерферометр с одинаковой физической, но различной оптической модовой длиной плеч Пример такой схемы приведен на рис 4 29,*б* Излучение из одномодового волновода поступает в двухмодовый волновод После распространения на отрезке протяженностью L свет разделяется в два отдельных одномодовых волновода Предполагая, что разделение и объединение мод осуществляется на идеальных 3 дБ разветвителях, а межмодовая связь на прямолинейном участке отсутствует, получаем, что при вводе излучения в нижний волновод выводимая из верхнего волновода интенсивность определяется выражением (4 3 15) при

$$\frac{\Delta\phi}{2} = \frac{\pi}{\lambda}(N_2 - N_1)L = \frac{\pi}{\lambda}\Delta N L, \qquad (4\ 6\ 4)$$

где N_1 — эффективные показатели преломления соответствующих мод Благодаря таким распределениям мод при приложении электрического напряжения изменяется разность эффективных показателей преломления двух мод, что приводит к перестройке центральной длины волны полосы пропускания фильтра В работе [4 140] был продемонстрирован фильтр на волноводах Ti $LiNbO_3$ протяженностью 1,2 см с периодом повторения максимумов полосы пропускания по длине волны 350 Å в области λ_0 = 1,5 мкм Достигнутая величина перестройки составляла 25 Å/В [4 140]

Периодический характер спектральной характеристики отдельного интерференционного устройства позволяет на его основе создавать разветвленную последовательную структуру для многоканального мультиплексирования/демультиплексирования Ее можно также использовать и для разделения двух соответственно выполненных спектральных каналов

4.6.2. Фильтры на основе устройств со связанными модами

В ряде практических устройств спектральиого уплотиеиия иаходят применение фильтры пропускания Такие фильтры могут быть созданы на основе конструкций волноводов со связанными модами В этих устройствах зависимость от длины волны обусловлена спектральной чувствительностью распределенной связи между двумя модами, имеющими различные эффективные показатели преломлеиия Эффективная связь на данной длине волны обеспечивается выполнением условия сиихронизма для взаимодействующих мод Для достижения этой цели обычно используются два способа Первый из них заключается в создании периодической связи для обеспечения синхронизма на данной длиие волны. Второй — в реализации синхронизма для данной центральиой длины волны фильтра в точке пересечения дисперсионных кривых волноводов различной конструкции Рассмотрим ниже эти два метода более подробио

Перестраиваемый фильтр на основе модового преобразователя

При использовании двулучепреломляющей подложки, такой, как ниобат лития, эффективность модового преобразования TE⟺TM является спектрально зависимой Эффективное взаимодействие между несинхронными TE и TM модами может быть реализовано за счет участка связи с периодическим расположением электродов, как было показано в разд 4 3, которое обеспечивает фазовый синхронизм (4 3 12) Однако условие фазового синхронизма в явном виде зависит от длины волны и выполняется только для значения λ_0 Для $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ расстройка (рис 4,30) равна [4 113]

$$\Delta\beta = = \frac{2\pi}{\Lambda}\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \qquad (4\ 6\ 5)$$

Зависимость эффективности преобразования от длины волны λ или спектральная характеристика фильтра описывается обычной формулой для фильтра связанных мод (4 3 3), в которой κ определяется выражением (4 5 3) (Множитель 2 обусловленный противофазным характером изменения $\Delta\beta$, сокращается из за того, что электрическое напряжение прикладывается лишь на половине длины взаимодействия) Шириич полосы фильтра по уровню 0,5 от максимального значения коэффициента пропускания составляет $\Delta\lambda/\lambda = \Lambda/L$ Благодаря большой величине двулучепреломления иноbата литня с его помощью можио получить достаточно узкую полосу При создании демультиплексора с целью выделения

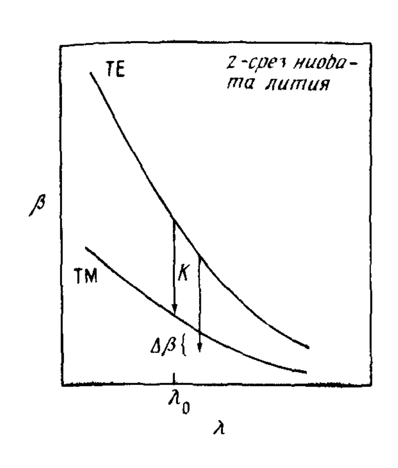


Рис. 4.30. Синхроиизация TE и TM мод за счет периодической ($K = 2\pi/\Lambda$) связи с учетом спектральио зависимой расстройки Δβ $\beta_{TE} \sim n_0/\lambda$, $\beta_{TM} \sim n_e/\lambda$

Рис. 4.31. Анизотропиый перестраиваемый спектрально зависимый преобразователь поляризации На вставке показаны компоненты электрического поля, используемые для преобразования мод ($\vec{E}_x$) и настройки (E_z)

преобразованной компоненты иеобходнмо использовать также поляризационный расщепитель Другой способ разделения состоит в применении несинхрониого иаправленного ответвителя [4 141]

Синхроиое преобразование мод TE⟺TM было выполнено как иа x, так и на z срезах ниобата лития с использованием встречно штыревых

или параллельных электродов соответственно В обоих случаях используется x компонента электрического поля, соответствующая наибольшим недиагональным коэффициентам r_{51} (= 28 × 10^{-10} см/В) При длине электродов 0,5—6 мм в видимом диапазоне была достигнута ширина полосы ~ 50—5 Å

Фильтры на основе модового преобразования допускают перестройку за счет электрооптического изменения анизотропии волновода при помощи трехэлектродной структуры, изображенной на рис 4 31,*а* [4 142]

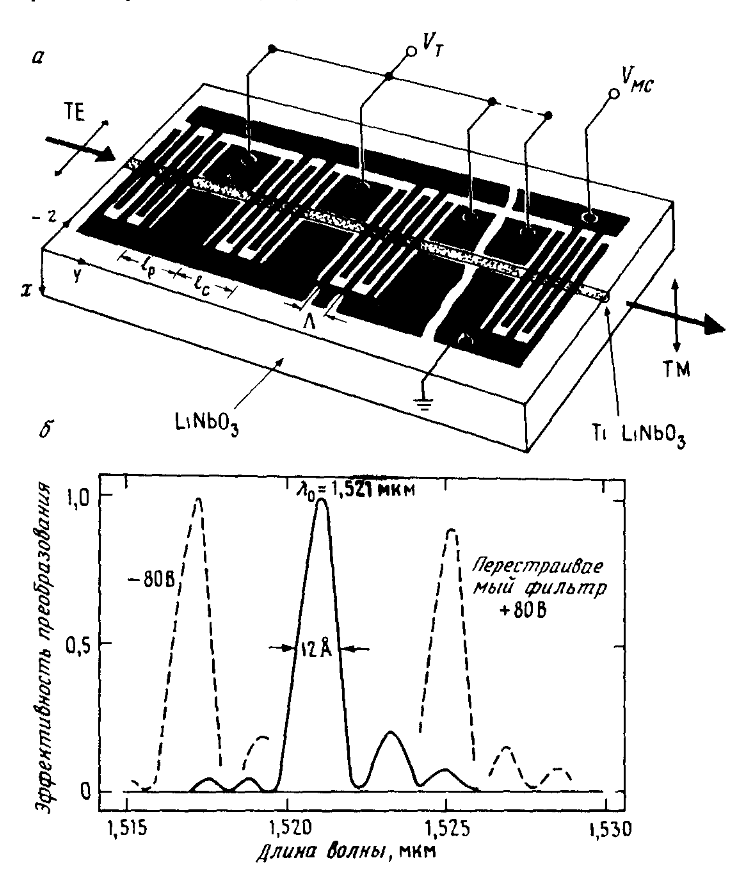


Рис. 4.32. *а* — перестраиваемый преобразователь поляризации с независимыми секциями подстройки и преобразования, *б* — экспериментальная спектральная характеристика преобразования при подстройке фильтра

Из за различия электрооптических коэффициентов для TE и TM мод приложенное напряжение V_2 изменяет двулучепреломление (и относи-

тельное изменение фазы, как показано в разд 4 5 2) следующим образом

$$\Delta(\Delta N) = \Delta\left[N_{TM} - N_{TE}\right] = \frac{-V_2}{2G}\left[n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}\right], \quad (4\ 6\ 6)$$

здесь для простоты мы приняли одинаковое значение интеграла пере крытия Г для ТЕ и ТМ мод и ввели обозначение $\Delta N = N_{TM} - N_{TE}$ Таким образом, условию синхронизма будет соответствовать некоторое новое значение длины волны $\lambda_T = \lambda_0 + \Delta\lambda_T$, где

$$\Delta\lambda_T \approx \lambda_0 \frac{\Delta(\Delta N)}{\Delta N(V_2 = 0)} \quad (4\ 6\ 7)$$

В действительности эффективное изменение центральной длины волны фильтра может быть достигнуто за счет пространственного чередования областей преобразования и перестройки, как показано на рис 4 32 [4 129, 4 143] при условии, что области преобразования достаточно короткие Характеристики этого перестраиваемого фильтра, который можно также использовать как преобразователь поляризации, приведены в работе [4 144]

Перестраиваемый фильтр на основе направленного ответвителя

Фильтрация с относительно широкой полосой может быть выполнена на основе специально сконструированного направленного ответвителя с селекцией длины волны Этот ответвитель схематически изображен на рис 4 33, *а* [4 145 — 4 147] Он состоит из двух полосковых волноводов различной ширины и с разными показателями преломления При этом более широкий (более узкий) волновод должен иметь меньшее (большее)

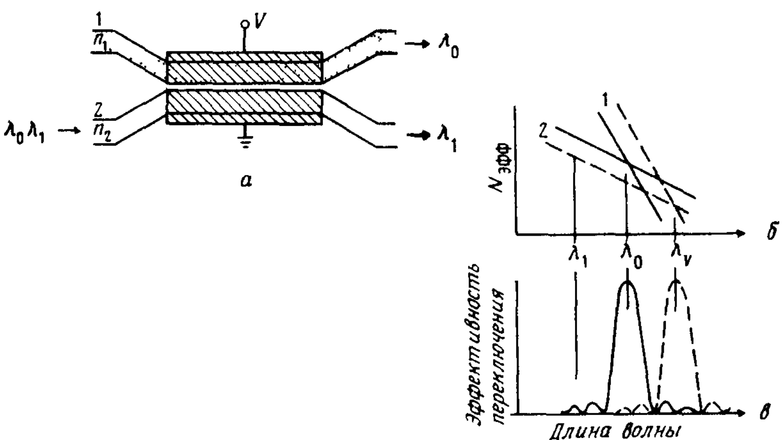


Рис. 4.33. Перестраиваемый направленный ответвитель с селекцией по длине волны

значение показателя преломления Из за различия в размерах и показателях преломления волноводы характеризуются разными модовыми дисперсионными зависимостями $N(\lambda)$ При тщательном изготовлении устройства можно добиться одинаковых эффективных показателей преломления на данной центральной длине волны λ_0 (рис 4 33 *б*) Фазовый синхронизм на этой длине волны делает возможным полную передачу мощности из одного волновода в другой Однако связь практически отсутствует при λ, существенно отличающейся от λ_0 Таким образом осуществляется пространственное разделение двух спектральных компонент Спектральная характеристика фильтра снова определяется выражением (4 3 3) По аналогии с рассмотренными выше конструкциями фазовая расстройка для $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ составляет $(2\pi/\Lambda_{эфф})(\Delta\lambda/\lambda)$ а относительная полоса — $\Delta\lambda/\lambda_0 \approx \Lambda_{эфф}/L$, где

$$\Lambda_{эфф} = \left[\frac{d}{d\lambda}\left[N_2 - N_1\right]\right]_{\lambda = \lambda_0} \qquad (4\ 6\ 8)$$

При подаче напряжения на электроды в области волноводов дисперсионные кривые смещаются, что приводит к изменению центральной длины волны (рис 4 33,*б* и *в*) Чтобы получить перестраиваемую 100%-ную передачу на центральной длине волны, можно использовать чередование знаков у $\Delta\beta$

Перестраиваемый фильтр такой конструкции был изготовлен на основе волноводов Ti LiNbO$_3$ При длине взаимодействия 1,5 см измеренная по уровню 3 дБ ширина полосы составила 200 Å на длине волны $\lambda_0 = 0{,}6$ мкм и 700 Å при $\lambda_0 = 1{,}5$ мкм, при максимальной эффективности передачи порядка 100% При этом была продемонстрирована перестройка в диапазоне более 1600 Å при чувствительности 85 Å/В [4 146, 4 147] Поскольку такое устройство является по существу переключателем, обладающим возможностью подстройки спектрального диапазона, возможны интересные способы его использования в системах коммутации и спектрального уплотнения

Перестраиваемый с помощью электрического напряжения спектральный диапазон этих фильтров можно вычислить следующим образом У фильтров на основе преобразователей мод с периодической связью за счет электрического изменения показателя преломления ΔN_V центральная длина волны изменяется на величину $\Delta\lambda_V$

$$\Delta\lambda_V = \Lambda\ \Delta\ N_V \qquad (4\ 6\ 9)$$

Здесь ΔN_V соответствует изменению разности эффективных показателей преломления двух мод Нормировка на ширину полосы фильтра по уровню 3 дБ дает

$$\frac{\Delta\lambda_V}{\Delta\lambda_{BW}} = \frac{\Delta N_V L}{\lambda} \qquad (4.6.10)$$

Точно такой же результат можно получить и для фильтра на основе направленного ответвителя при условии, что значение Λ заменяется на $\Lambda_{эфф}$. Таким образом, при одинаковой длине и электрооптическом изменении показателя преломления смещение центральной длины волны, отнесенное к ширине полосы, одинаково для всех рассмотренных конструкций.

С целью уменьшения спектральных интервалов между каналами при сохранении приемлемого уровня перекрестных помех желательно уменьшить уровень боковых лепестков спектральной характеристики фильтров. Эта цель может быть достигнута за счет использования неоднородной связи.

4.7. ПОЛЯРИЗАЦИОННО НЕЗАВИСИМЫЕ УСТРОЙСТВА

Все рассмотренные выше устройства, кроме преобразователя поляризации, предназначены для работы с излучением линейной поляризации (ТМ или ТЕ). Такие устройства несовместимы со стандартными одномодовыми волокнами, которые не сохраняют поляризацию [4.148]. Были продемонстрированы специальные волокна, в которых за счет механических напряжений создается анизотропия и которые могут сохранять за счет этого линейную поляризацию, однако уровень потерь в них обычно выше, чем у стандартных волокон. Кроме того, если волокна, сохраняющие поляризацию, найдут широкое применение, то может возникнуть необходимость в использовании обеих поляризационных компонент сигнала. В любом случае поляризационно независимые устройства представляют практический интерес.

Зависимость характеристик переключателей и модуляторов от типа поляризации излучения определяется главным образом тем, что взаимно-ортогональным ТЕ и ТМ модам соответствуют различные электрооптические коэффициенты. Например, для z-среза ниобата лития при приложении внешнего электрического поля вдоль оси z взаимодействие с ТЕ модой определяется коэффициентом r_{13}, в то время как с ТМ модой — коэффициентом r_{33}, причем $r_{33}/r_{13} \approx 3$. Вследствие этого при одном и том же значении электрического напряжения на электродах фазовый сдвиг $\Delta\beta$ различен для двух поляризаций. Кроме того, если перепад показателей преломления подложки и волновода различен для ТЕ

и ТМ мод (что обычно имеет место для Ti:$LiNbO_3$), то конфигурация мод и, следовательно, коэффициент связи к в направленных ответвителях зависят от поляризации. Поляризационная чувствительность параметра $\Delta\beta L$, а в направленных ответвителях и параметра κL приводит к зависимости коммутационных характеристик и состояний переключателей от поляризации. Существует два основных подхода для обеспечения поляризационной независимости устройств. Первый из них заключается в том, чтобы параметры $\Delta\beta$ и к относительно слабо зависели от поляризации, а второй подразумевает создание таких устройств, характеристики которых нечувствительны или скомпенсированы по отношению к поляризационной зависимости этих параметров. Первый подход был использован при разработке импульсного модулятора на Y-разветвителях, а второй — при создании специального переключателя на основе направленного ответвителя.

На рис. 4.34 схематически показан поляризационно-независимый ин-

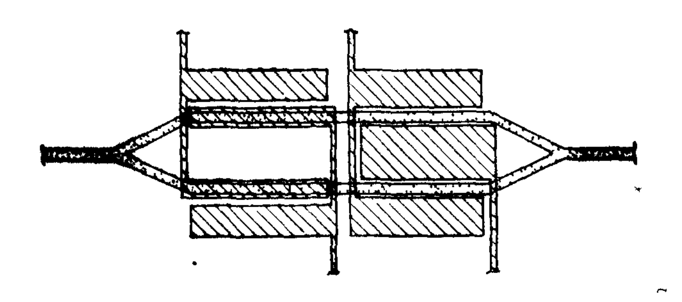
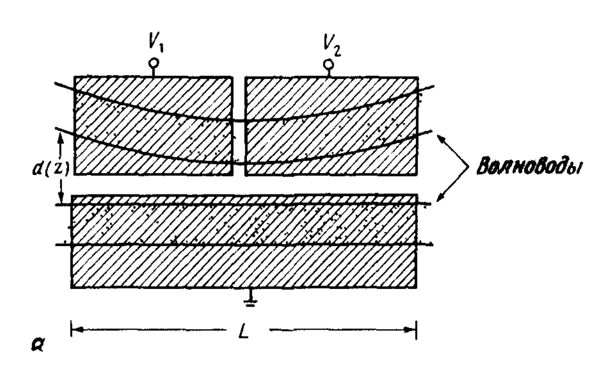


Рис. 4.34. Поляризационно-независимый интерференционный модулятор на **Y-разветвителях.** (Согласно работе [4.149].)

терференционный модулятор на Y-разветвителях, в котором использованы две системы электродов [4.149]. Устройство изготавливается на z-срезе кристалла ниобата лития, причем направление распространения совпадает с осью *x*. Напряжение, прикладываемое к электродам вдоль двух волноводов (рис. 4.34), создает электрическое поле главным образом в направлении оси *y*, в то время как электроды на поверхности волноводов создают главным образом *z*-компоненту электрического поля. Обе компоненты поля приводят к электрооптическому сдвигу фазы ТЕ-моды (поляризованной вдоль оси *y*) через коэффициенты r_{13} и r_{22}. Однако в первом приближении фазовый сдвиг ТМ-моды зависит только от E_z. Таким образом, несмотря на различие электрооптических коэффи-

циентов существуют два значения напряжения для двух электродов при которых может быть достигнут фазовый сдвиг на π и следовательно, может быть обеспечен минимум выходного сигнала как для TE так и для TM моды При отсутствии напряжения для обеих поляризаций сигнал на выходе будет иметь максимальное значение

Другим вариантом такой конструкции является электродная структура с боковым сдвигом от оси волновода в плоскости подложки Было установлено что интегралы перекрытия для TE и TM мод зависят от величины бокового сдвига Таким образом при некотором значении сдвига величина $\Delta\beta_{TE}$ может стать равной $\Delta\beta_{TM}$ однако это приводит к неоптимальному перекрытию полей и следовательно, к увеличению управляющего напряжения [4 150]



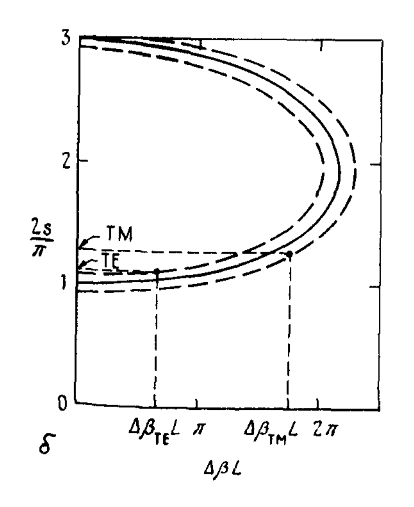


Рис 4 35 а — поляризационно-независимый переключатель на основе направленного ответвителя с неоднородной связью и обращением фазового сдвига $\Delta\beta$, б — диаграмма режимов переключателя для перекрестного состояния

Поляризационно независимый переключатель был реализован на $Ti:LiNbO_3$ на основе направленного ответвителя 2 × 2 с неоднородной связью и электродами для знакопеременного изменения $\Delta\beta$, как показано на рис 4 35,*а* [4 151] Поляризационная зависимость параметров устройства была снижена за счет нескольких конструктивных решений Несмотря на то что разность в показателях преломления подложки и волновода для двух мод имеет разные значения, относительными величинами коэффициентов связи для ТЕ и ТМ мод можно управлять с помощью правильного выбора ширины волноводов и зазора между ними [4 81] Кроме того, можно использовать режим диффузии, который обеспечивает примерно одинаковые Δn для обеих поляризаций (см рис 4 2) Изменяя параметры конструкции, можно также управлять значениями интегральной величины связи $s = \int_0^L \kappa(z)\, dz$, которая является важной характеристикой устройства с неоднородной связью Для *z* среза кристалла, когда ТМ мода связана с коэффициентом r_{33}, а ТЕ мода — с r_{13}, параметры ответвителя выбираются таким образом, чтобы $s_{TM} \geq s_{TE} \approx \approx \pi/2$ При этих значениях *s* в случае электродов с чередующимся знаком $\Delta\beta$ для переключения требуется большее значение $\Delta\beta_{TM}L$, чем $\Delta\beta_{TE}L$, как показано на диаграмме рис 4 35,*б*, на которой приведены значения $\pm\, \Delta\beta L$, необходимые для обеспечения идеального переключения, в зависимости от *s* Необходимость в больших $\Delta\beta$ для ТМ моды по сравнению с ТЕ модой компенсирует тот факт, что при одинаковом напряжении $\Delta\beta_{TM} \approx 3\Delta\beta_{TE}$ При этом точные значения s_{TE} и s_{TM} не играют существенной роли, поскольку переключение с уровнем перекрестных помех менее -20 дБ может быть достигнуто в разумном диапазоне величин $\Delta\beta L$ (рис 4 35,*б*) При этом технологические допуски имеют приемлемые значения

Открытое параллельное состояние достигается благодаря однородной расстройке ($V_1 = V_2$ на рис 4 35,*а*) Отсутствие зависимости от поляризации излучения обусловлено подавлением боковых лепестков в спектральной характеристике за счет неоднородной связи Уменьшение уровня боковых лепестков до необходимого значения (например, до -25 дБ) приводит к тому, что управляющее напряжение, которое дает первый нуль в характеристике переключателя (параллельное состояние) для ТЕ моды несмотря на меньшее значение электрооптического коэффициента оказывается достаточным для такого же состояния и в случае ТМ-моды Для простой импульсной модуляции можно использовать значение напряжения, обеспечивающее однородную расстройку Обычно режим работы выбирается таким, чтобы переключатель находился в открытом (параллельном) состоянии при любом $\Delta\beta$, превосходящем некоторое за

данное значение Так как неоднородная связь уменьшает эффективную длину электродов, необходимое управляющее напряжение у такого переключателя больше, чем у устройства с однородным зазором той же длины

В устройстве, у которого $\kappa(z)$ имеет вид, определяемый функцией Хамминга, был достигнут уровень перекрестных помех −23 дБ для обоих состояний и любой поляризации сигнала на входе [4 151] В работе [4 152] описана матрица переключателей 1 × 16, не чувствительных к поляризации излучения в диапазоне 1,3 мкм

Недавно [4 153] получены сообщения о несимметричном переключателе на разветвителях, который обеспечивает почти идеальное переключение как для перекрестного, так и для параллельного состояний, не зависящее от поляризации и длины волны излучения

Поляризационная зависимость характеристик спектральных фильтров в основном связана как с материальной, так и с модовой анизотропией Например, кривые на рис 4 33,*б* зависят от поляризации, поскольку они характеризуются различными Δn Таким образом, длина волны, при которой обеспечивается синхронизм, тоже зависит от поляризации Величина κ, а значит и максимальная эффективность связи также зависят от поляризации В то время как взаимодействие TE⟺TM является симметричным и, следовательно, не зависит от поляризации, необходимость выделять результирующую поляризацию свидетельствует о том, что этот фильтр можно эффективно использовать лишь для отдельной линейной поляризации

Однако симметрия взаимодействия TE⟺TM в совокупности с парой поляризационных расщепителей/объединителей (см разд 4 5 3) была использована для создания перестраиваемых узкополосных (12 Å при $\lambda_0 \approx 1{,}5$ мкм) фильтров, центральная длина волны и диапазон перестройки которых не зависят от поляризации [4 154]

Альтернативным подходом к созданию поляризационно-независимых устройств является расположение волноводов вдоль оптической оси кристалла В этом случае свойства как TE, так и TM мод определяются обыкновенным показателем преломления и подвергаются одинаковому влиянию приложенного поля При этом для переключения и модуляции используется электрооптический коэффициент r_{22} (4 2 3), который примерно в десять раз меньше, чем r_{33}, что приводит к существенному увеличению необходимого управляющего напряжения

4.8. ПРИМЕРЫ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ НА Ti:$LiNbO_3$

4.8.1. Когерентное оптическое приемное устройство

Для когерентного детектирования в оптических системах связи требуется целый ряд сложных устройств, таких, как управляемый вращатель плоскости поляризации, ячейка сдвига частоты [4 155, 4 156], направленный ответвитель и, возможно, перестраиваемый фильтр Существенные преимущества могут быть достигнуты, если создать несколько этих устройств на единой подложке, например для реализации схемы интегрально оптического приемного модуля Пример такой конструкции изображен на рис 4 36 [4 157] Эта схема включает в себя

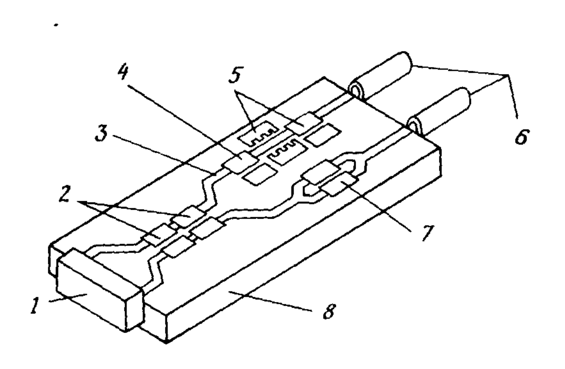


Рис. 4.36. Интегральная схема когерентного приемного модуля (Согласно работе [4 157]) *1* — полупроводниковый фотоприемник, *2* — металлические электроды, *3* — одномодовые волноводы, *4* — фазосдвигающая ячейка, *5* — преобразователь поляризации, *6* — оптические волокна, *7* — ячейка сдвига частоты, *8* — подложка из $LiNbO_3$

преобразователь поляризации, ячейку сдвига частоты и ответвитель Устройство для преобразования поляризации с обратной связью обеспечивает совпадение поляризаций сигнала, пришедшего на вход 1, и вводимого через разъем 2 излучения местного источника Ячейка сдвига частоты необходима для поддержания равенства частот этих сигналов, которые затем поступают в смеситель, выполненный на основе направленного ответвителя Для достижения максимальной чувствительности необходимо, чтобы эффективность связи на смесителе составляла точно 50% Это реализуется за счет электрической подстройки смесителя После смещения сигнал поступает на балансный детектор, образованный двумя фотоприемниками Разработка схем такого типа в настоящее время продолжается [4 157]

4.8.2. Оптические переключательные матрицы

К настоящему времени наибольший уровень интеграции в оптических схемах достигнут в области создания переключательных матриц Эти устройства, предназначенные для применения в качестве коммутаторов с целью пространственного разделения видеосигналов и для подключения внешних устройств, изготавливаются на основе каскадного соединения направленных ответвителей или переключателей 2 × 2 на скрещивающихся волноводах Наиболее простым и в то же время общим вариан-

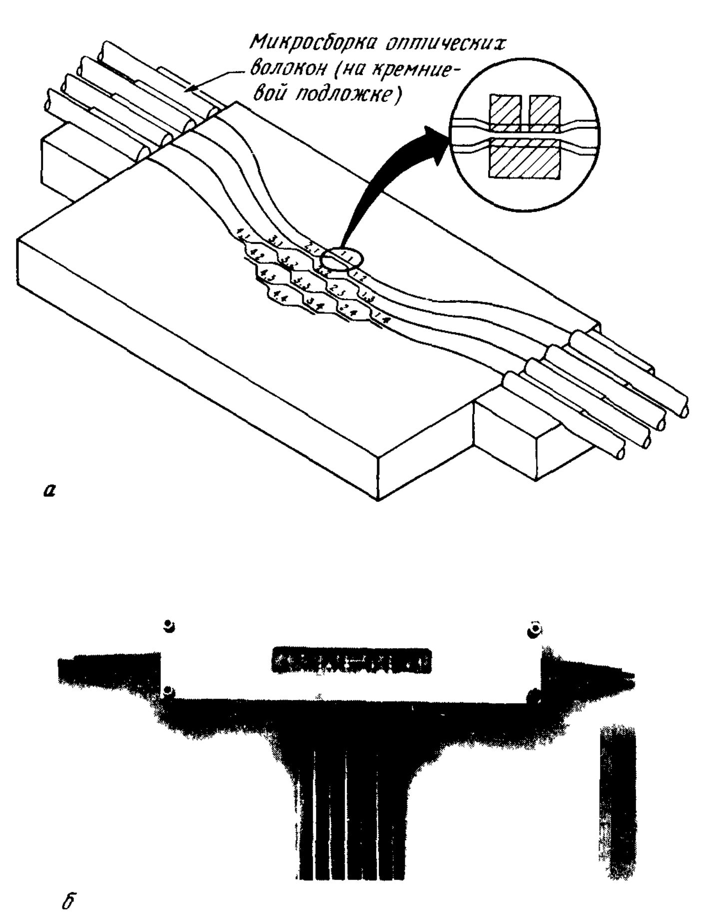


Рис.4.37. а—матрица переключателей 4 × 4, б—фото устройства с присоединенными оптическими волокнами (Согласио работе [4 169])

том конструкции является перекрестный коммутатор 4 × 4, изображенный на рис.4.37. В таком перекрестном коммутаторе для реализации всех возможных соединений N входных и N выходных разъемов необходимо иметь N^2 переключателей. При этом число каскадов равно $2N - 1$. К важным параметрам коммутаторов относятся вносимые потери, перекрестные помехи между различными каналами и напряжение переключения Устройство представляет собой прекрасный пробный камень как для технологии, так и для проектирования, что связано с необходимостью поддержания неизменными уровня потерь и напряжения переключения на длине кристалла порядка 6 см, а также с необходимостью тщательного выбора параметров изгибных участков с относительно низкими потерями при минимально возможной их протяженности на чипе [4 158 —4.160а]. Из за огромного числа переключателей в схеме существенную роль играет снижение напряжения переключения. При этом могут быть использованы волноводы с изменяющимся сечением.

К настоящему времени реализовано несколько конструкций коммутаторов 4 × 4 [4.161 —4 164]. Были достигнуты суммарный уровень перекрестных помех менее 35 дБ при полных вносимых потерях с учетом стыковки с волокном около 5 дБ и напряжение переключения менее 15 В на элемент [4.164] Кроме того, имеются сообщения о создании коммутатора 8 × 8, состоящего из 64 направленных ответвителей [4.165]. Для обеспечения низкого уровня перекрестных помех во всем коммутаторе полезной оказывается схема направленного ответвителя с противофазным подключением электродов Переключатели такого типа использовались для коммутации широкополосных видеосигналов и в устройствах временного уплотнения [4 166, 4 167]

4.9. ПРИМЕНЕНИЯ

Устройства на основе волноводов $Ti.LiNbO_3$ могут найти применение в системах связи, обработки и считывания сигналов. Потенциальные возможности применения их в оптических системах связи второго поколения включают в себя создание когерентных спектральных мультиплексоров/демультиплексоров, переключателей и коммутаторов местных сетей Важно отметить, что функциональные возможности волноводных устройств в значительной мере соответствуют требованиям к элементной базе таких систем. Хорошим примером этого является когерентное приемное устройство, описанное выше. Ниже мы рассмотрим несколько применений волноводных структур $Ti{\cdot}LiNbO_3$, которые уже продемонстрировали свои большие потенциальные возможности.

4.9.1. Внешние модуляторы

В течение длительного времени оптические модуляторы для кодирования сигналов были основными объектами исследований в области электрооптических устройств Однако в отличие от ранних образцов газовых лазеров полупроводиковые лазеры, используемые в современных оптических системах связи, могут быть промодулированы до частот порядка десятков гигагерц. Несмотря на это, внешние волноводные модуляторы представляют интерес для ряда применений, среди которых сверхбыстродействующие устройства для длинных оптических линий, фазовые модуляторы для когерентных световодных систем, а также простые модуляторы и периферийные модуляторы в локальных сетях.

Наименьший уровень потерь кварцевое волокно имеет на длине волны λ = 1,55 мкм. Однако на этой длине волны у него оказывается значительной дисперсия. Лазеры с непосредственной модуляцией, даже одночастотные лазеры с распределенной обратной связью, подвержены явлению чирпинга, которое заключается в том, что при включении или выключении тока инжекции происходит изменение длины волны генерации Чирпинг наряду с дисперсией приводит к уширению импульсов, которое в свою очередь может ограничивать либо протяженность, либо полосу оптической линии связи. Это явление может быть исключено за счет использования внешних модуляторов Волноводный модулятор на $Ti:LiNbO_3$, несмотря на вносимые им дополнительно потери, продемонстрировал лучшие характеристики по сравнению с непосредственно модулированным лазером при скоростях передачи более 4 Гбит/с [4.168, 4 169] К настоящему времени наибольшее значение произведения скорость передачи × дальность достигнуто в одноканальной симплексной оптической линии, которая обеспечила передачу информации со скоростью 8 Гбит/с на дальность 69 км по одномодовому волокну с вероятностью ошибки 10^{-9} c^{-1}. В этой системе был применен направленный ответвитель с электродами бегущей волны на волноводе $Ti.LiNbO_3$ [4 170]. Модуляторы интенсивности также находят применение в качестве периферийных модуляторов в локальных сетях [4 171—4.173]. Быстродействующие переключатели и модуляторы используются и в четырехканальной системе с временным уплотнением, продемонстрировавшей скорость передачи информации 16 Гбит/с на дальность 8 км [4.174].

В когерентных оптических системах связи фазовая модуляция позволяет поднять чувствительность приемника по сравнению с частотной модуляцией или модуляцией интенсивности Непосредственная фазовая

модуляция полупроводникового лазера может быть затруднена, что увеличивает интерес к конструкциям внешних модуляторов Когерентные оптические системы связи в настоящее время находятся в стадии разработки, а максимальная скорость передачи информации в таких системах пока составляет 2 Гбит/с, что меньше, чем при прямом детектировании Однако фазовые модуляторы на основе Ti $LiNbO_3$ находят широкое применение в экспериментальных системах, в том числе и в тех, которые достигли наибольшей скорости и дальности связи [4 175—4 180]

Для этих применений требуется устройство на основе Ti $LiNbO_3$ с пристыкованным оптическим волокном, обладающее широкой полосой, малыми потерями и низким управляющим напряжением На рис 4 38 представлено фото фазового модулятора с пристыкованным к нему оптическим волокном, используемого в экспериментах с когерентными системами связи Это устройство, изготовленное на *x* срезе, работает на длине волны $\lambda = 1,55$ мкм при полных вносимых потерях менее 2 дБ, фазовый сдвиг на π достигается при напряжении 8 В, а полоса по уровню 3 дБ составляет ~ 5 ГГц [4 181]

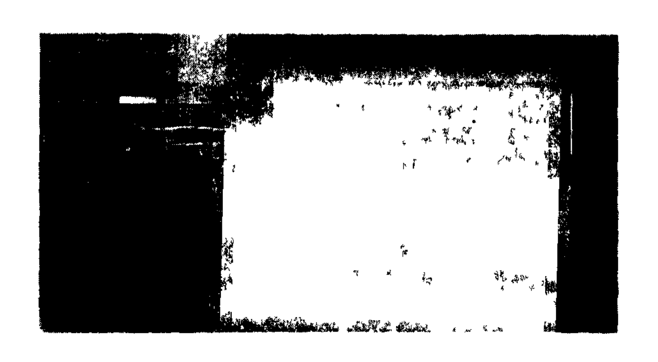


Рис.4.38. Фото модулятора бегущей волны с присоединенными оптическими волокнами

4.9.2. Быстродействующий аналого-цифровой преобразователь

Периодический характер модуляционной характеристики управляемых интерферометров может быть использован для оптического аналого-цифрового преобразования и распознавания образов Такое устройство,

условно изображенное на рис 4 39, состоит из матрицы интерферометров Маха—Цендера, у которых длина управляющих электродов двух соседних элементов отличается в два раза [4 182] Кроме того, все интерферометры оснащены одинаковыми электродами смещения Управляющие электроды соединены параллельной шиной, на которую подается исследуемое напряжение Оптический сигнал на входе представляет собой последовательиость коротких импульсов с частотой повторения, соот-

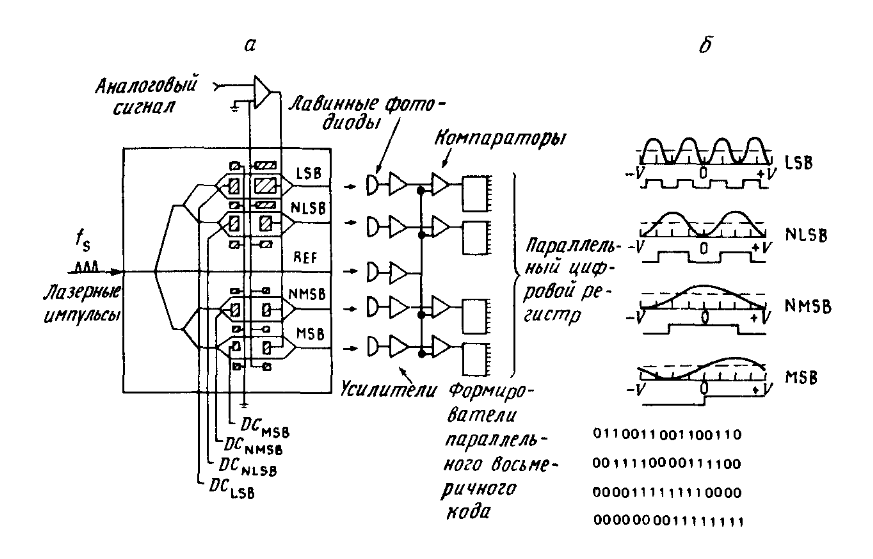


Рис.4.39. Электрооптический волноводный аналоio цифровой преобразователь на интерференционных модуляторах с Y разветвлениями (Согласно работе [4 183]) *а*—блок-схема четырехбитового преобразователя, б—интенсивность выходного сигнала в зависимости от напряжения и соответствующий код Грея *DC*—смещение соответствующего регистра

ветствующей частоте выборки данных Количество интерферометров в устройстве равио необходимому числу бит информации Иитерферометр с самым длииным электродом с ростом напряжения периодически пропускает оптическое излучение с наибольшей частотой, а элемент с самым коротким электродом требует иаибольшего изменения управляющего напряжения для изменения оптического сигнала Соответственно, эти интерферометры задают биты младшего и старшего разрядов Компараторы на выходе фотоприемииков каждого нз интерферометров определяют, превысил ли сигнал уровень срабатывания, и выставляют значения соответствующего бита «0» или «1» Были продемонстрированы четырехби-

товое устройство с производительностью 828 × 10^6 символов в секунду [4.183], а также двухбитовое с производительностью 2 × 10^9 символов в секунду [4.184].

4.9.3. Волоконно-оптический гироскоп

Благодаря своим низким потерям оптическое волокно является весьма привлекательным для использования в датчиках вращения, основанных на эффекте Саньяка. Для считывания и обработки возникшего в волокне невзаимного фазового сдвига требуются такие устройства, как разветвители, поляризаторы, фазовые модуляторы и ячейки сдвига частоты. Если два первых из перечисленных устройств являются пассивными и могут быть выполнены на самих волокнах, то для реализации остальных элементов могут быть использованы чипы на основе $Ti:LiNbO_3$, которые наряду с пассивными могут содержать и электроуправляемые элементы. О применении нескольких таких чипов для изготовления компактных волоконных гироскопов сообщалось в ряде работ [4.185, 4.186].

Литература

4.1. *Suhara T., Nishihara H.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 845—868 (1986).
4.2. *Kaminov I.P., Carruthers J.R.* —Appl. Phys. Lett., **22**, 326—328 (1973).
4.3. *Schmidt R.V., Kaminov I.P.* —Appl Phys. Lett., **25**, 458—460 (1974).
4.4. *Shah M.L.* —Appl. Phys. Lett., **26**, 652—653 (1975).
4.5. *Jacket J.L., Rice C E., Veselka J J.* —Appl. Phys. Lett., **47**, 607—608 (1982).
4.6 *Yamamoto K., Taniuchi T.* —Optoelectronics Conference, Tokyo, 1986, Paper B11—4.
4.7. *Lines M.E., Glass A.M.* Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials. —Oxford: Oxford Univ. Press, 1977.
4.8. *Schmidt R.V., Buhl L.L.*, частные сообщения
4.9. *Askin A. et al.* —Appl Phys. Lett , **9**, 72—74 (1966).
4 10. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Opt Lett , **5**, 473—475 (1980).
4.11. *Jackel J.L., Ramaswamy V., Lyman S.* —Appl. Phys. Lett., **38**,

509—511 (1981).

4.12 *Jackel J.L.* —Opt. Commun., **3**, 82—85 (1982).

4.13 *Miyazawa S., Guglielmi R., Carenco A.* —Appl Phys. Lett., **13**, 742—744 (1977).

4.14 *Chen B., Pastor A.C.* —Appl. Phys. Lett, **30**, 570—572 (1977).

4.15. *Esdaile R.J.* —Appl. Phys. Lett., **33**, 733—735 (1978)

4.16 *Holman R.L., Cressman P.J., Revelli J F.* —Appl. Phys. Lett., 22, 280—282 (1978).

4.17 *Noda J., Fukuma M., Saito A* —Appl. Phys. Lett., **27**, 19—21 (1975).

4 18 *Minakata M., Saito A., Shibata M., Miyazawa S.* —J. Appl. Phys., **49**, 4677—4680 (1978)

4.19. *Holmes R.J., Smyth D.M.* —J Appl. Phys., **55**, 3531—3535 (1984).

4.20 *Minakata M., Saito S., Shibata M., Miyazawa S.* —J. Appl. Phys., **49**, 4677—4680 (1978).

4.21 *Sugii K., Kukuma M., Iwasaki H* —J Mater. Sci., **13**, 523—527 (1978).

4.22 *De Michelli M. et al.* —Opt. Lett., 8, 114—115 (1983).

4.23 *Yi-Yan A.* —Appl. Phys. Lett., 42, 633—635 (1983).

4.24 *Wong K.K., De la Rue R.M., Wright S.* —Opt. Lett., **23**, 265—266 (1987).

4 25 *Becker R.A.* —Appl. Phys. Letts., **43**, 131—133 (1983).

4.26 *Veselka J.J., Bogert G.A.* —Elect Letts, **23**, 265—266 (1987).

4.27. *Pun E.Y.B. et al.* —Elect. Lett, **18**, 740—742 (1982).

4.28. *Marcatili E.A.J, Miller S.E* —Bell System Tech. J., 48, 2161—2188 (1969).

4.29 *Maharatra A., Robinson W.C.* —Appl. Opt., **24**, 2285—2286 (1985).

4.30 *Zang D.Y., Tsai C.S.* —Appl. Phys. Letts., **46**, 703—705 (1985).

4.31 *Michelli M. et al.* —Opt. Commun., **42**, 101—103 (1982).

4 32. *Kaminow I.P., Mammel W.L., Weber H.P.* —Appl. Opt., **13**, 396—405 (1974).

4 33 *Tangonan G.L. et al.* —Appl. Opt, **17**, 3259—3263 (1978).

4 34. *Gee C.M., Thurmond G.D., Blauvelt H., Yen H.W.* —Appl. Phys. Letts., **47**, 211—213 (1983).

4.35. *Buhl L.L.* —Electron. Lett., **19**, 659—660 (1983).
4.36. *Burns W.K., Giallorenzi T.G., Moeller R.P., West E.J.* —Appl Phys. Letts., **33**, 944—947 (1978).
4.37. *Yamada S., Minakata M.* —Jpn. J. Appl. Phys., **20**, 733—737 (1981).
4.38 *Eisenstein G. et al.* —Elect. Lett , **21**, 363—364 (1985).
4.39. *Izutsu M., Yamane Y., Sueta T* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-13**, 287—290 (1977).
4.40. *Alferness R.C., Joyner C.H., Buhl L.L., Korotky S.K.* —IEEE J. Quantum. Electron., **QE-19**, 1339—1340 (1983).
4.40а. *Becker R.A.* —Opt. Lett., **10**, 417—419 (1985).
4.40б. *Giles C.R., Korotky S.K.* —Topical Meeting on Integrated and Guide-Weve Optics, Santa Fe, 1988.
4.40в. *Bulmer C.H., Burns W.K., Hiser S.C.* —Appl. Phys. Lett , **48**, 1036—1038 (1986)
4.40г. *Beaumont A.R., Daymond-John B.E., Booth R.C.* —Elect. Lett , **22**, 262—263 (1986).
4.40д. *Schmidt R.V., Cross P.S., Glass A.M.* —J. Appl. Phys , **51**, 90—93 (1980).
4.40е. *Harvey G.T., Astfalk G., Feldblum A.Y., Kassahun B.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 939—946 (1986).
4.40ж. *Beaumont A.R., Atkins C.G., Booth R.C.* —Elect Lett., **22**, 1260—1261 (1986).
4.41. *Kaminow I.P.* An Introduction to Electro—Optic Devices.—New York: Academic, 1974.
4.42. *Marcuse D.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 393—398 (1982).
4.43. *Ramer D.G.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 386—392 (1982).
4.44. *Thylen L., Granestrand P.* —J. Opt. Commun., **7**, 11—15 (1986).
4.45. *Tench R.E. et al.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-5**, 493—501 (1986).
4.46. *Auracher F , Imhof D.* —Siemens Forsch.—u. Entwick, **15**, 19—22 (1986).
4.47. *Kubota K., Noda J., Mikani O.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, 754—760 (1982).
4.48. *Gupta K.C., Carg R., Bahl L.J.* Microstrip Lines and Slotliners.—Artech Dedham, Mass., 1979.
4.49. В работе [4.47] допущена опечатка, которая была повторена в некоторых других статьях. В [4.47] в выражениях (27) и (30)

величина *G* должна быть заменена на 2*G*. В этом случае результаты, полученные в работе [4.47], совпадают с формулой (4.2.10).
4.50 *Schidt R.V., Cross P.S.* —Opt. Lett., **2**, 45—57 (1978).
4.51. *Becker R.A.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-20**, 723—727 (1984).
4.52 *Rigrod W.W., Kaminow I.P.* —Proc. IEEE, **51**, 137—140 (1963).
4.53 *Korotky S.K. et al.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-3**, 1—5 (1985).
4.54. *Kogelnik H., Ramaswamy V.* —Appl. Opt., **13**, 1857—1862 (1974).
4.55. *Haga H., Izutsu M., Sueta T.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 902—906 (1986).
4.56 *Wite M., Enderby C.E.* —Proc. IEEE, **51**, 214—220 (1963).
4.57. *Alferness R.C., Korotky S.K., Marcatili E.A.J.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-20**, 301—309 (1984).
4.58 *Tucker R.S. et al.* —Elect. Lett., **23**, 209—210 (1987).
4.59 *Haga H., Izutsu M., Sueta T.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-3**, 116—120 (1985).
4.60 *Haus H., Kirsch S., Mathyssek K., Leonberger F.J.* —IEEE J. Quantum. Electron., **QE-16**, 870—880 (1980).
4.61. *Marcatili E.A J.* —Appl. Opt., **19**, 1468—1476 (1980).
4.62. *Djupsjobacka A.* —Elect. Lett., **21**, 908—909 (1985).
4.63. *Erasme D., Wilson M.G.F.* —Elect. Letts., **22**, 1025—1026 (1986).
4.64. *Nazarathy M., Dolfi D.* —IOOC'87, Reno, Nevada, 1987, paper TUQ37.
4.65. *Fukuma M., Noda J.* —Appl. Opt., 19, 591—597 (1980).
4.66. *Keil R., Auracher F.* —Opt. Commun., **30**, 23—28 (1979).
4.67 *Bulmer C.H., Sheem S.K., Moeller R.P., Burns W.K.* —Appl. Phys. Lett., **37**, 351—353 (1981).
4.68. *Ramer O.G., Nelson C., Monr C.* —IEEE J Quantum Electron., **QE-17**, 970—974 (1981).
4.69. *Ramaswamy V.R., Alferness R.C., Divino M.D* —Elect. Lett., **10**, 30—31 (1982).
4.70. *Alferness R.C. et al.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, 131 (1983).
4.71. *McCaughan L., Murphy E.J.* —IEEE J. Quantum. Electron., **QE-19**, 131 (1983).
4.72. *Alferness R.C., Buhl L.L., Divino M.D.* —Elect. Lett., 18, 490—491 (1982).

4.73. *Burns W. K., Hocker G. B.* —Appl. Opt., **16**, 2048—2049 (1977).
4.74. *Suche H., Hampel B., Seibert H., Sohler W.* —Proc. Conf. on Integrated Optical Circuit Engineering, Boston, SPIE, **578**, 156—158 (1985).
4.75. *Alferness R. C., Korotky S. K., Buhl L. L., Divino M. D.* — Electron. Lett., **20**, 354—355 (1984).
4.76. *Murphy E. J. et al.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-51**, 795—799 (1985).
4.77. *Veselka J. J., Korotky S. K.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 933—938 (1986).
4.78. *Komatsu J., Kondo M., Ohta Y.* —Elect. Lett., **22**, 881—882 (1986).
4.79. *Komatsu K., Yamazaki S., Kondo M., Ohta Y.* —IOOC'87, Reno, 1987, paper WK—5.
4.80. *Marcatili E. A. J.* —Bell Syst. Tech J., **48**, 2071—2080 (1969).
4.81. *Alferness R. C., Schmidt R. V., Turner E. H.* —Appl Opt., **18**, 4012—4016 (1979).
4.82. *Noda J., Fukuma M., Mikami O.* —Appl. Opt., **20**, 2284—2290 (1981).
4.83. *Taylor H. F.* —J. Appl. Phys., **13**, 327 —333 (1974).
4.84. *Schlaak H. F.* —J. Opt. Commun., **5**, 122—125 (1984).
4.85. *Louisell W. H.* Coupled—Mode and Parametric Electronics. —New York: Wiley, 1960. [Имеется перевод: *Люиселл У.* Связанные параметрические колебания в электронике. —М ИЛ, 1963.]
4.86. *Miler S. E.* —Bell Syst. Tech. J., **33**, 661, 719 (1954).
4.87. *Miler S. E.* —Bell Syst. Tech. J., **48**, 2189—2219 (1969).
4.87a. *Kogelnik H.* —Bell Syst Tech. J., **55**, 109—126 (1976).
4.88. *Alferness R. C., Cross P. S.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 843—847 (1978).
4.89. *Findakly T., Chen Chin-Lin.* —Appl. Opt., **17**, 769—773 (1978).
4.90. *Milton A. F., Burns W. K.* —Appl. Opt., **14**, 1207—1212 (1975).
4.91. *Alferness R. C.* —Appl. Phys. Lett., **35**, 260—262 (1979).
4.92. *Kogelnik H., Schmidt R. V.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-12**, 396—401 (1976).
4.93. *Schmidt R. V., Kogelnik H* —Appl. Phys. Lett., **26**, 503—505 (1976).
4.94 *Bogert G. A., Murphy E. J., Ku R. T.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-4**, 1542—1545 (1986).
4.95. *Auracher F., Schiketanz D., Zeitler K.-H.* —J. Opt Commun.,

5, 7–9 (1984).

4.96. *Tucker R.S. et al.* —In: Photonic Switching (ed. T.K. Gustafson, P.W. Smith).—Springer Ser. Electron. Photon., **25**, Springer, Berlin, Heidelberg, 208 (1988).

4.97. *Martin W.E.* —Appl. Phys. Lett., **26**, 562–563 (1976).

4.98. *Ramaswamy V., Divino M., Standley R.D.* —Appl. Phys. Lett., **32**, 644–646 (1978).

4.99 *Minakata M.* —Appl. Phys. Lett., **35**, 145–147 (1978).

4.100. *Mikami O., Zembutsu S.* —Appl. Phys. Lett., **35**, 145–147 (1978).

4.101. *Papuchon M., Roy A.M., Ostrowsky B.* —Appl. Phys. Lett., **31**, 266–268 (1977).

4.102. *Neyer A.* —Elect. Lett., **19**, 553–554 (1983)

4.103. *Nakajima H., Sawaki I., Seino M., Asama K.* —IOOC'83, Tokyo, June 1983, paper 29C4–5.

4.104. *Tsai C.S., Kim B., El-Arkani F.R.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 513–517 (1978).

4.105. *Forber R.A., Marom E.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 911–919 (1986).

4.106. *Ctyroky J.* —J. Opt. Commun., **1**, 139–143 (1986).

4.107. *Alferness R.C., Divino M.D.* —Elect. Lett., **20**, 760–761 (1984).

4.108. *Leonberger F.J.* —Opt. Lett., **5**, 312–314 (1980).

4.109. *Auracher F., Keil R.* —Appl Phys. Lett., **36**, 626–629 (1980).

4.110. *Becker R.A.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-20**, 723–727 (1984).

4.111. *Burns W.K., Lee A.B., Milton A.F.* —Appl. Phys. Lett., **29**, 790–792 (1976).

4.112. *Neyer A., Sohler W.* —Appl. Phys. Lett., **35**, 256–258 (1979).

4.113 *Alferness R.C.* —Appl. Phys. Lett., **36**, 513–515 (1980).

4.114 *Alferness R.C., Buhl L.L* —Opt Lett., **7**, 500–502 (1982).

4.115. *Bulmer C.H., Burns W.K.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-2**, 512–515 (1984).

4.115a. *Izutsu M., Enokihara A., Sueta T.* —Opt. Lett., **7**, 549–551 (1982).

4.116. *Korotky S.K., Alferness R.C.* —In. Integrated Optical Circuits and Components (ed. L D Hutcheson).—New York: Dekker 1987.

4.117. *Korotky S.K., Alferness R.C.* —IEEE J. Lightwave Technology,

LT-1, 244—251 (1983).

4.118. *Korotky S.K.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, **952**—958 (1986).

4.119. *Gee C.M., Thurmond G.D., Yen H.W* —Appl. Phys. Lett., **43**, 998—1000 (1983).

4.120. *Kubota K., Noda J., Mikami O.* —IEEE J. Quantum Electron, **QE-16**, 754—758 (1980).

4.121. *Becker R.A.* —Appl Phys. Lett., **45**, 1168—1170 (1984).

4.122. *Korotky S.K., Eisenstein G., Tucker R.S., Veselka J.J., Raybon G.* —Appl. Phys. Lett., **50**, 1631—1633 (1987).

4.123. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Elect. Lett., **19**, 40—41 (1983).

4.124. *Alferness R.C.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 946—959 (1981).

4.125. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Appl. Phys. Lett., **38**, 655—657 (1981).

4.126. *Mariller C., Papuchon M* —In: Integrated Optics (ed. H.P.Nolting, R.Ulrich). —Springer Ser. Opt. Sci., **48**, Berlin, Heidelberg: Springer, 1985, p. 174—176.

4.127. *Thaniyavarn S.* —Appl. Phys Lett., **47**, 674—677 (1985).

4.128. *Haruna M., Shimada J., Nishihara H.* —Trans IECE Jpn., **69**, 418—419 (1986).

4.129. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Appl. Phys. Lett., **47**, 1137—1139 (1985).

4.130. *Buhl L.L.* —Electron. Lett., **19**, 659—660 (1983).

4.131. *Ctyroky J., Henning H.J.* —Elect. Lett., **22**, 756—757 (1986).

4.132. *Findakly T., Chen B.U.* —Elect. Lett., **20**, 128—129 (1984).

4.133. *Veselka J.J., Bogert G.A.* —Elect Lett., **23**, 265—266 (1987).

4.134. *Papuchon M., Vatoux S* —Elect Lett., **19**, 612—613 (1983).

4.135. *Yajima H.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-1**, 273—279 (1983).

4.136. *Nakajima H., Horimatsu T., Seino M., Sawaki L.* —IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-30**, 617—621 (1982).

4.137. *Masuda M., Yip G.L.* —Appl. Phys. Lett., **37**, 20—22 (1980).

4.138. *Mikami O.* —Appl. Phys. Lett., **36**, 491—493 (1980).

4.139. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Opt. Lett., **10**, 140—142 (1984).

4.140. *Neyer A.* —Elect. Lett., **20**, 744—746 (1984).

4.141. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Appl. Phys Lett., **39**, 131—133 (1981).

4.142. *Alferness R.C., Buhl L.L.* —Appl. Phys. Lett., **40**, 861—862 (1982).

4 143 *Heisman F., Alferness R.C.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-24**, 83—93 (1988).
4 144. *Heisman F., Buhl L.L., Alferness R.C.* —Elect. Lett., **23,** 752—754 (1987).
4 145. *Taylor H.F.* —Opt. Commun., 8, 421—425 (1973).
4.146. *Alferness R.C., Schmidt R.V.* —Appl. Phys. Lett, **38,** 161—163 (1978).
4 147. *Alferness R.C., Veselka J.J.* —Elect. Lett., **21,** 466—467 (1985).
4 148 *Steinberg R.A., Giallorenzi, T.G.* —Appl. Opt., **15,** 2440—2453 (1976).
4 149 *Burns W.K., Giallorenzi T.G., Moeller R.P., West E.J.* — Appl. Phys. Lett., **33,** 944—947 (1978).
4 150 *Bourbin Y. et al.* Elect. Lett., **20,** 496—497 (1984).
4 151. *Alferness R.C.* —Appl. Phys. Lett., **35,** 748—750 (1979).
4 152. *Watson J.E.* —IEEE J. Lightwave Technology, **LT-4**, 1717—1721 (1986).
4 153. *Silberberg Y., Perlmutter P., Baran J* —Appl. Phys. Lett., **51,** 1230—1232 (1987).
4 154 *Warzanskyi W., Heisman F., Alferness R.C.* —Optical Fiber Commun. Conf., New Orleans, 1988.
4.155 *Heisman F., Ulrich R.* —Appl Phys Lett., **45,** 490—492 (1984)
4 156. *Izutsu M., Shikoma S., Sueta T.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 2225—2227 (1981)
4 157. *Stallard W.A., Hodgkinson T.G., Preston K.R, Booth R C.* — Elect. Lett., **21,** 1077—1079 (1985).
4 158 *Marcatili E.A.J., Miller S.E.* —Bell Syst Tech. J., **48,** 2161—2188 (1969).
4.159 *Hutcheson L.D., White I.A., Burke J.J* —Opt. Lett., **5,** 276—278 (1980).
4 160 *Minford W.J., Korotky S.K., Alferness R.C* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1802—1810 (1982).
4.160a *Korotky S.K., Marcatili E.A.J., Veselka J J., Bosworth R H.* —Appl. Phys. Letts., **48,** 92—94 (1985).
4 161 *Kondo M., Ohta Y., Fujiwara M., Sakaguchi M.* —IEEE Trans. Microwave Theory and Technigues, **MTT-30**, 1747—1752 (1982)
4.162 *McCaughan L, Bogert G.A.* —Appl. Phys Lett., **47,** 348—350 (1985).

4.163. *Neyer A., Mevenkamp W., Kretzschmann B.*—Topical Meeting of Integrated and Guided-Wave Optics, Atlanta, GA, 1986, paper WAA2.
4.164. *Bogert G.A., Murphy E.J., Ku R.T.*—IEEE J. Lightwave Technology, **LT-4**, 1542—1545 (1986).
4.165. *Granestrand P. et al.*—Elect Lett., **22**, 816—818 (1986).
4.166. *Erickson J.R. et al.*—Topical Meeting on Photonic Switching, paper ThA5, Incline Villiage (March 18—20, 1987).
4.167 *Suzuki S. et al.*—IEEE J. Lightwave Technology, **LT-4**, 894—899 (1986).
4.168. *Korotky S.K. et al*—IEEE J. Lightwave Technology, **LT-3**, 1027—1031 (1985).
4.169 *Okyiyama T et al.*—European Conference on Optical Communication, 1987, Post-Deadline Paper
4.170. *Gnauck A.H. et al.*—Optical Fiber Conference, Atlanta, GA (1986)
4.171. *Duthie P.J., Wale M.J., Bennion I, Hankey J.*—Elect. Lett., **22**, 517—518 (1986).
4 172 *Kobrinski H., Cheng S.S.*—Elect Lett., **23**, 943—944 (1987)
4 173 *Marphy E.J., Ocenasek J., Sandahl C R., Lisco R.J.*—IOOC'87, Reno 1986, paper TuQ16
4.174. *Tucker R.S. et al.*—Elect. Lett., **23**, 1115—1116 (1987).
4.175 *Wyatt R. et al.*—Elect. Lett., 19, 550—552 (1983).
4 176. *Hooper, Midwinter, Smith D.W.*—IEEE J. Lightwave Technology, **LT**-1, 596—611 (1983).
4.177. *Linke R., Kasper B.L., Olsson N.A., Alferness R.C.*—Elect Lett, **22**, 30—31 (1986).
4 178. *Gnauck A.H. et al.*—Elect. Lett., **23**, 286—287 (1987).
4.179. *Yamazaki S. et al.*—IOOC'87, Reno (1987), Paper PDP-12.
4.180 *Park Y.K. et al.*—Elect Lett., **22**, 283—284 (1986).
4 181. *Alferness R.C., Buchl L.L., Divino M.D., Korotky S.K., Stulz L.W.*—Elect. Lett., **22**, 309—310 (1986).
4 182. *Taylor H.F.*—IEEE Proc., **63**, 1524—1525 (1975).
4.183 *Leonberger F.J., Woodward C.E., Becker R.A.*—Appl. Phys. Lett., **40**, 565—568 (1982).
4.184 *Becker R.A., Woodward C.E., Leonberger F J, Williams R.C.*—IEEE Proc., **72**, 802—819 (1984).
4.185. *LeFevre H.C., Vatoux S., Papuchon M., Puech C.*—SPIE, **25**, 717—719 (1986).
4.186. *Bulmer C.H., Moelerr R.P.*—Opt. Lett., **6**, 572—574 (1981).

5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С СЕЛЕКЦИЕЙ МОД

*И. Каминов**, *Р Такер***

В настоящее время столь огромно разнообразие полупроводниковых лазеров с прекрасными эксплуатационными характеристиками, что поражает мысль о том, что двадцать лет назад мы имели дело с безнадежно «сырыми» устройствами. Некоторые из этих лазеров излучали световые импульсы с низким коэффициентом заполнения при очень низких температурах и то лишь в течение секунд. Сегодня мы по-прежнему сталкиваемся с проблемами эффективности и надежности таких лазеров, но требования к их характеристикам на порядки величин больше, чем простая констатация того, что лазерная генерация имеет место. Сведения по истории развития лазера читатель может почерпнуть во многих прекрасных книгах и обзорах [5 1—5.6, 5.14] Наша цель состоит в том, чтобы в доступной форме изложить некоторые специальные вопросы, касающиеся полупроводниковых лазеров, усилителей и суперлюминесцентных диодов главным образом с целью разработки высококачественных волоконно оптических систем связи Обзор по оптической дальней связи читатель может найти в книге [5 6].

5.1. СОДЕРЖАНИЕ ГЛАВЫ

Для осуществления эффективной связи лазера с одномодовым волокном большую роль играет селекция поперечных мод. В основе модовой селекции лежат принципы оптических волноводов [5 6], изложенные в гл. 2. После обзора некоторых основ физики лазеров мы обсудим различные лазерные структуры, которые позволяют осуществить модовую селекцию, в том числе погруженные и гребневые волноводы. Поскольку нас интересует главным образом волоконно-оптическая связь, мы уделим особое внимание устройствам на основе InGaAsP, которые работают на длинах волн в области 1,3 и 1,5 мкм и лучше всего подходят для систем оптической связи Однако там, где это уместно, мы рассмотрим AlGaAs-лазеры, работающие на длине волны 0,8 мкм Кроме того, будут

---

* *Ivan P. Kaminow*, AT $ T Bell Laboratories, Crawford Hill Laboratory, Box 400, Holmdel, NJ 07733, USA.

** *Rodney S Tucker*, Department of Electrical and Electronic Engineering, The University of Melburne, Parkville, Victoria 3052, Australia.

затронуты вопросы, касающиеся спектральной чистоты и селекции продольных мод Другим важным объектом изучения является высокоскоростная модуляция В заключение мы рассмотрим усилители н суперлюминесцентные диоды, которые могут быть изготовлены на основе тех же лазерных структур с использованием просветляющих покрытий (ПП) на выходных гранях, предотвращающнх возникновение обратной связи

Мы не претендуем в краткой главе, подобно нашей, ни на полноту изложения по всем вопросам, ни на подробное рассмотрение какого либо частного вопроса Скорее всего, мы намерены представить свою собственную точку зрения

5.1.1. Обозначения

К сожалению, в латинском алфавите существует лишь 26 букв Даже используя пропнсные буквы с крышками и черточками, а также греческие буквы, мы вынуждены в интересах соответствия с традиционно установленными в литературе символами употреблять одно и тоже обозначение для нескольких (не связанных друг с другом) величин Уменьшить путаницу поможет список обозначений, приведенный в конце данной главы в виде прнложения 5А

5.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРОВ

5.2.1. Эпитаксиальные материалы и гетероструктуры

На рис 5 1 представлено схематическое изображение гетероструктурного лазера Он состонт из *активного слоя* толщиной h расположенного между *покровными слоями* Активная среда имеет показатель

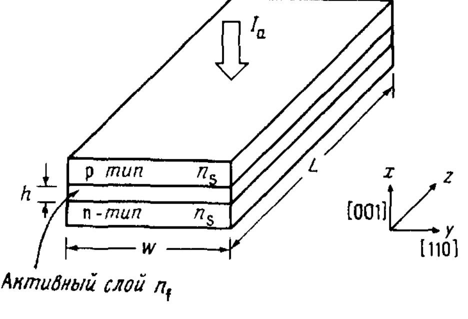


Рис. 5.1. Планарный гетероструктурный лазер Показатель преломления активного слоя обозначен нижним индексом f (от англ film — пленка), а показатель преломления покровных слоев — нижним индексом s (от англ substrate — подложка)

преломлеиия n_f и шириму запрещенной зоны E_{gf}, носители этой среды могут быть либо *n*, либо *p* типа, и обычно среда специально не легируется Ширина запрещенной зоны покровных слоев удовлетворяет условию $E_{gs} > E_{gf}$, что обеспечивает ограничение возбужденных носителей в активиом слое Чтобы в области активного слоя создать оптический волновод с низкими потерями и тем самым получить эффективное взаимодействие оптического поля с возбужденными носителями, показатель преломления покровиых слоев n_s делается меньше чем n_f На рис 5 1 мы видим, что верхний слой является полупроводником *p* типа, а нижний — полупроводником *n* типа, вследствие чего на верхней границе активного слоя создается *p*—*n* переход (Для обозначения составных частей планарного волновода мы используем нижние индексы, введенные в гл 2 с помощью таких букв, как f для пленки и s для подложки) Длина в направлении z равна L, ширина в направлении y равна w, что дает площадь поперечиого сечения $A = wL$, перпендикулярную *инжекционному току* в активиый слой I_a и связанную с *плотностью тока* J выражением $J = I_a/A$ Выходные грани xy скалываются в кристаллографической плоскости (110), а инжекция создается в плоскости (001)

Гетероструктурный лазер решил проблему создания эффективных источников, которые действуют при низких плотностях тока В раиних лазерах на гомопереходах, состоящих из легированного *p*—*n* перехода в GaAs, двойное ограничение с помощью двух покровных слоев отсутствовало, и эти устройства могли работать лишь в импульсном режиме при низких температурах [5 3] Хотя до сих пор мы указывали на ограничения лишь по нормали к переходу (рис 5 1), нас будет также интересовать и ограничеиие в направлении, параллельном переходу необходимое для модовой селекции и дальнейшего повышения эффективности

Некоторые системы сплавов могут обеспечить условия а именно

$$n_f > n_s, \qquad E_{gf} < E_{gs}, \tag{5 2 1}$$

необходимые для эпитаксиального роста слоев в гетероструктурных лазерах Наиболее часто используются две системы $Al_yGa_{1-y}As$, у которой $y_f < y_s$ для активного и покровных слоев соответственно, и $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, у которой [5 7]

$$y = 2{,}2x, \tag{5 2 2}$$

чтобы гараитировать соответствие постоянных решетки четверного сплава и обычной бинарной подложки из InP, а $x_f > x_s$ На рис 5 2 приведена диаграмма зависимости постоянной решетки от ширины

запрещенной зоны E_g в электрон вольтах и эквивалентной длины волны λ_g Эквивалентная длина волны дается соотношением

$$V_g \lambda_g = 1{,}24, \quad (5\,2\,3)$$

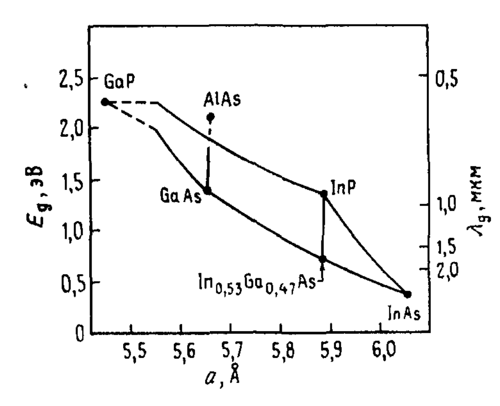


Рис. 5.2. Диаграмма зависимости ширины запрещенной зоны E_g и длины волны λ_g от постоянной решетки a сплавов AlGaAs и InGaAsP Штриховыми линиями показаны ширины запрещенных зон для непрямых переходов

где $V_g = E_g/e$ — ширина запрещенной зоны в вольтах, а λ_g — длина волны в микрометрах Граница определяет наинизшую энергию запрещенной зоны, причем сплошная линия соответствует прямым переходам, а штриховая — непрямым Постоянные решетки GaAs (5,654 Å) и AlAs (5,660 Å) отличаются на 0,1%, но система $Al_yGa_{1-y}As$ может достаточно хорошо соответствовать подложке из GaAs при $y < 0{,}3$ для области $\lambda_g = 870-760$ нм Система $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ может быть идеально согласована с InP благодаря дополнительной степени свободы в области $920 < \lambda_g < 1650$ нм, поскольку y изменяется в соответствии с выражением (5 2 2) Область эффективной работы лазера несколько меньше чем та, которая гарантируется неравенством (5 2 1)

Свойства материала $Al_yGa_{1-y}As$ подробно рассматриваются в [5 8] Ширина запрещенной зоны изменяется как

$$V_g = 1{,}424 + 1{,}247y \qquad (0 \le y \le 0{,}45) \quad (5\,2\,4)$$

На рис 5 3 приведены зависимости показателя преломления от энергии фотона ниже края полосы для различного состава AlGaAs Кривые были рассчитаны с помощью полуэмпирической модели и хорошо согласуются с экспериментальными данными [5 8] Вблизи краев полосы, где имеет место лазерное действие, эти кривые имеют сингулярные значения Тем не менее из измерений величины n на краю полосы (см рис 2 5 4 в книге [5 3]) следует, что n насыщается вблизи концевых точек, указанных на рис 5 3 Обычно в качестве активного слоя используется

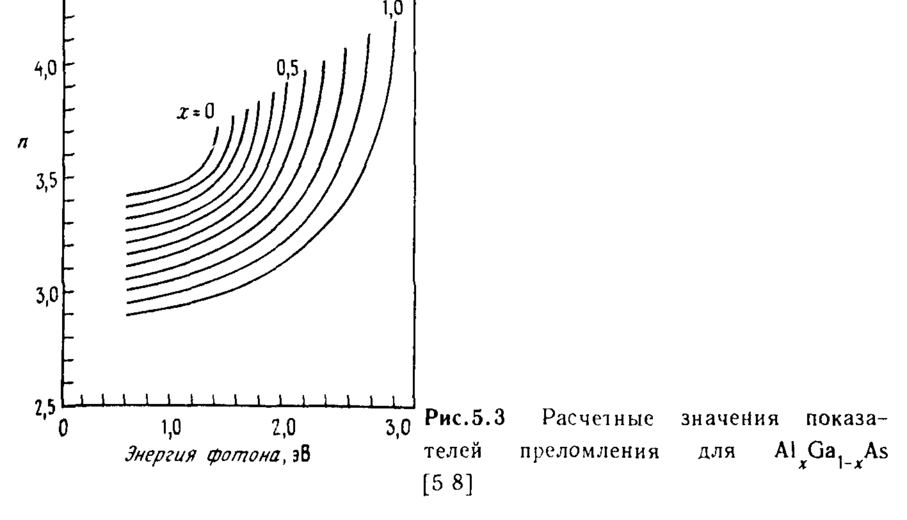


Рис.5.3 Расчетные значения показателей преломления для $Al_xGa_{1-x}As$ [5 8]

GaAs, а покровных слоев — $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, разница в показателях преломления которых составляет $\Delta n \approx 0,3$ на длине волны $\lambda \approx 870$ нм Для работы при более коротких длинах волн в активный материал необходимо добавить Al, чтобы увеличить ширину запрещенной зоны

Ширина запрещенной зоны системы $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ дается выражением [5 7]

$$V_g = 1,3-0,72y + 0,12y^2 \tag{5 2 5}$$

На рис 5 4 представлены расчетные кривые для показателей преломления [5 9] Другие параметры материала приведены в статье [5 10], в которой установлено эмпирическое соотношение между длиной волны λ_p, соответствующей пику излучения из соединения, и длиной волны лазерного излучения λ_L, а именно $\lambda_L - \lambda_p = 0,022$ мкм Эта информация особенно важна при определении точного показателя преломления для лазеров с распределенной обратной связью (РОС лазеров) Кроме того, было также обнаружено, что показатель преломления уменьшается на 0,023, когда инжекционный ток увеличивается от нуля до порогового значения $I_{пор}$ благодаря возрастаиию его плотностн

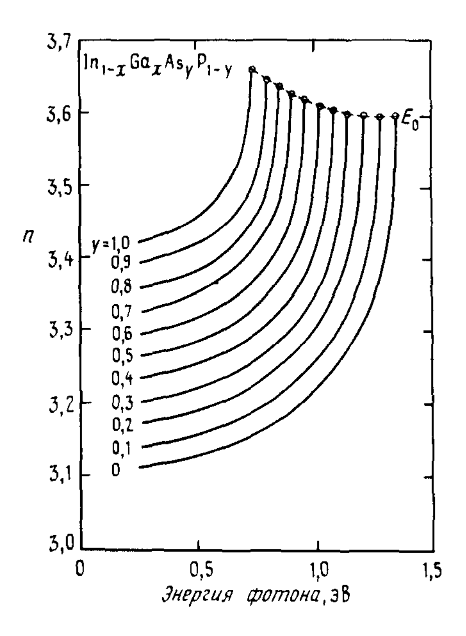


Рис. 5.4. Расчетные значения показателей **преломления** для $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ [5 9]

Уменьшение показателя преломления за счет индуцированных носителей значительно больше чем следовало бы ожидать из расчетов исходя из наличия лишь свободных носителей Основной вклад дает сдвиг края полосы в область более высоких энергий, когда нижние уровни зоны проводимости и валентной зоны становятся заполненными (разд 5 2 2) Соотношение Крамерса—Кронига для комплексного показателя преломления требует соответствующего уменьшения показателя преломления n вследствие увеличения плотности носителей N, или плотности порогового тока инжекции $J_{пор}$ Измеренные значения производной dn/dN оказались равными $-1,2 \cdot 10^{-20}$ см^3 для GaAlAs-лазера и $-2,8 \cdot 10^{-20}$ см^3 для InGaAsP-лазера на длине волны 1,3 мкм, изменение показателя преломления при пороге лежит в пределах от −0,03 до −0,06 для GaAlAs-лазера и от −0,04 до −0 10 для InGaAsP-лазера в зависимости от толщины слоев и легирования [5 12] В других измерениях для лазеров с длиной волны 1,3 мкм [5 13] получено изменение показателя преломления при пороге равным −0 06 Эти индуцированные

изменения показателя преломления вызывают антиволноводный эффект в плоскости активного слоя, который нейтрализует положительные волноводные эффекты, рассматриваемые в разд 5 3 2

Мы имеем следующие типичные значения упомянутых выше величин $n_f - n_s \approx 0{,}2$, $E_{gs} - E_{gf} \approx 0{,}1$ эВ, $\lambda_{gf} - \lambda_{gs} \approx 200$ нм, $h = 0{,}1$ мкм, $w = 5$ мкм, $L = 250$ мкм При этих значениях $n_f - n_s$ и h с низкими потерями распространяется лишь основная мода, причем около 30% ее энергии приходится на активный слой, а остальная часть уходит, экспоненциально убывая, в покровные слои (разд 5 2 2)

Коротковолновые системы на основе AlGaAs используются в тех областях, где требуется получать сфокусированные пятна с хорошим разрешением с помощью недорогой оптики с высокой числовой апертурой (ЧА), примерами таких устройств являются лазерные принтеры и оптические дисковые проигрыватели Для этих систем обычно не требуется высокоскоростная модуляция Однако для них необходимо выходное излучение на основной поперечной моде Для волоконно оптических систем связи требуются устройства, работающие в диапазоне более длинных волн, что можно реализовать на основе InGaAsP Такое требование обусловлено использованием кварцевых волокон с низкими потерями, причем наинизшие потери имеют место на длине волны 1550 нм, интерес представляет также область длин волн вблизи 1300 нм поскольку при этом у волокна исчезает дисперсия Применения в системах связи могут предъявлять очень жесткие требования к таким характеристикам лазера, как селекция мод, ширина линии и спектральная чистота, а также быстродействие

5.2.2. Волноводное распространение, усиление и генерация

На рис 5 5 показан элемент усилителя длиной L с активным слоем толщиной h Рассмотрим планарную структуру, пренебрегая пока ограничением поля в направлении оси y В разд 5 3 мы обсудим селекцию поперечных мод в направлении оси y Основная поперечная мода распространяется вдоль оси x и характеризуется электрическим полем

$$E(x\ z,t) = E(x)\ e^{j\bar{\beta}z} \qquad (5\ 2\ 6)$$

у которого предполагается временная зависимость вида $\exp(j\omega t)$, а модовая постоянная распространения $\bar{\beta}$ может быть комплексной Следует заметить, что поле $E(x)$ вытягивается в покровные слои по обе стороны от активного слоя, в то время как оптическое усиление $g(x)$,

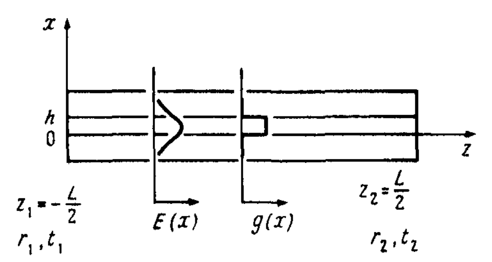


Рис. 5.5. Схематическое представление активного слоя волновода, иллюстрирующее ограничение волновой функции $E(x)$ и усиление $g(x)$ благодаря инжектированным носителям с концентрацией $N(x)$

обусловленное носителями, определяется активным слоем

Если $g = 0$, то постоянная распространения запишется в виде

$$\bar{\beta} = \beta - j\,\frac{\alpha}{2}, \tag{5 2 7а}$$

где

$$\beta = k_0 \hat{n}_p \tag{5 2 7б}$$

— вещественная величина, $\hat{n}_p$ (обозначаемое в гл 2 через N) — модовый или волноводный показатель преломления для pй моды при $g = 0$ $k_0 = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны в свободном пространстве и α — модовый коэффициент затухания Это затухание включает в себя такие эффекты как рассеяние на объемных неоднородностях среды, а также на поверхностных неоднородностях на границе между активным и покровными слоями, поглощение на свободных носителях в активном и покровных слоях и поглощение на «хвосте» зоны в покровных слоях Сюда не входит поглощение на краю полосы поглощения в активном слое В выражении (5 2 7а) множитель 2 в знаменателе обусловлен тем, что α является постоянной затухания *мощности*

В активном слое поглощение и усиление на краю полосы характеризуются усилением g Таким образом, усиление представляет как вынужденное излучение, так и вынужденное поглощение в активном слое, а g может принимать положительные или отрицательные значения На рис 5 6 [5 14] показаны расчетные кривые зависимости показателя усиления g от энергии фотона для InGaAsP с шириной запрещенной зоны, соответствующей длине волны излучения 1,3 мкм Кривые построены для различных плотностей электронов N, инжектированных в активный слой Более подробно процесс усиления рассматривается в разд 5 2 3

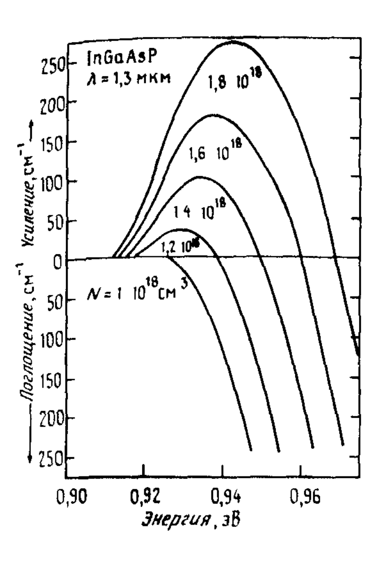


Рис.5.6 Усиление g (и **поглощение** $-g$) вблизи края полосы **поглощения при 1,3** мкм для InGaAsP [5 14]

Влияние электронов, инжектированных в активный слой, по определенню можно характеризовать приращением комплексного показателя преломления, обусловленным приращением плотности носителей δN Разделяя приращение показателя преломления δn на вещественную и мнимую части следующим образом

$$\delta n = \delta n' - j\delta n'', \tag{5 2 8}$$

можно получить соответствующее приращение **усиления мощности** •

$$\delta g - 2k_0\delta n'' \tag{5 2 9}$$

Согласно соотношениям Крамерса—Кронига $\delta n''$ должно сопровождаться соответствующим $\delta n'$ Вычисленные [5 15] приращения для активного слоя GaAs представлены на рис 5 7 для значений N от нуля до $N \sim 10^{18}$ см $^{-3}$ (последняя величина — это плотность электронов при пороге лазерной генерации) Энергия E_1 соответствующая длине волны лазерного излучения, располагается значительно ниже положения пика величины δg, или минимума $\delta n''$ как показано на рисунке, поскольку общий коэффициент усиления g, который включает в себя и поглощение на краю полосы (см рис 5 6) имеет пик вблизи E_1 Заметим также что инжектированные носители уменьшают вещественную часть показате

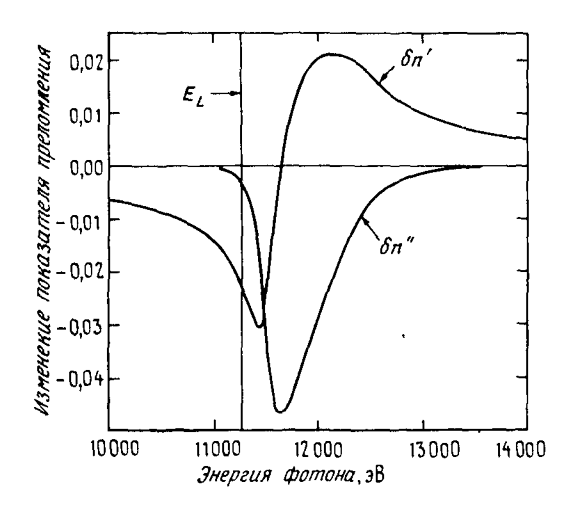


Рис.5.7. Приращение показателя преломления $\delta n = \delta n' - j\delta n''$ для активного слоя GaAs при изменении N от нуля до $N_{пор}$ в зависимости от энергии фотонов E_L — это энергия лазерного излучения (Согласно [5 15а, б])

ля преломления главным образом благодаря сдвигу края полосы поглощения, что наблюдается на рис 5 6, и в меньшей степени благодаря дополнительным свободным носителям Ниже мы покажем, что важным параметром является отношение некоторого приращения $\delta n'$ к соответствующему приращению $\delta n''$ при произвольном δN, а именно величина

$$a \equiv \delta n' / \delta n'' \tag{5 2 10}$$

Этот «параметр ширины линии» определяет спектральную ширину линии и чирп В литературе[1] эту величину нередко обозначают буквой α Этот параметр вычисляется при данной энергии лазерного фотона и определяется здесь как положительная величина Обычно предполагается, что отношение a не зависит от приращения плотности носителей N от малых до умеренных значений В случае InGaAsP-лазеров величина a имеет типичные значения 2—5

Для волноводного InGaAsP лазера гребневого типа с длиной волны 1,53 мкм были тщательным образом измерены величины $\delta g/\delta N$ и $\delta n'/\delta N$

---

[1] Разные авторы приняли различные соглашения о знаке величины a В настоящей главе мы считаем a положительным числом

[5 16] Эти зависимости качественно аналогичны приведенным на рис 5 7 Величина $\delta g/\delta N$ на длине волны лазера (1,530 мкм) имеет значение $2{,}7\cdot10^{-16}$ $см^2$, а при пике (1,5 мкм) — $4{,}1\cdot10^{-16}$ $см^2$ Кроме того, $\delta n'/\delta N = -1{,}8\cdot10^{-20}$ $см^{-3}$ при 1,530 мкм и имеет широкий минимум $-2\cdot10^{-20}$ $см^{-3}$ вблизи 1,520 мкм Таким образом, увеличение плотности носителей N до 10^{18} (ниже порога) приводит к уменьшению показателя преломления на $2\cdot10^{-2}$ Параметр ширины линии a изменяется от 3,8 при 1,490 мкм до 5,2 при 1,530 мкм и до 11,2 при 1,570 мкм Поскольку, как показано в разд 5 5 2, уширение линии пропорционально величине $(1+a^2)$, ширина линии может быть существенно уменьшена путем сдвига лазерной длины волны с максимума усиления в сторону коротких длин волн, что приводит к уменьшению a Этот эффект хорошо виден на рис 5 7 при смещенни E_L в сторону более высокой энергии Этого сдвига длины волны генерации можно достичь за счет повышения порогового тока путем изменения периода решетки в РОС лазерах (разд 5 4 4)

Поскольку оптическое поле частично выходит за пределы активного слоя, приращение *модового* показателя преломления меньше чем δn Эта разница может быть рассчитана с помощью коэффициента модового ограничения Г, который мы определим ниже Он может иметь значения в пределах 0 — 1, но, как правило, его значения равны 0,3 — 0,5 Используя коэффициент модового ограничения, выражение (5 2 7а) можно обобщить на случай произвольных (ненулевых) значений коэффициента усиления g Для этого определим для каждой длины волны приращение показателя преломления $\delta n_g = \delta n'_g - j\delta n''_g$, обусловленное приращением плотности носителей от его нулевого значения до значения, соответствующего усилению g Для этого приращения соотношение (5 2 9) принимает вид

$$g = 2k_0\delta n''_g \qquad (5\ 2\ 11а)$$

Этот коэффициент усиления на рис 5 6 равен разности между точками какой либо кривой для данного N и нулевой линией Поглощение соответствует отрицательному значению g Заметим, что на рис 5 6 и 5 7 представлены кривые для разных материалов (InGaAsP и AlGaAs соответственно) Однако они имеют более существенное различие На рис 5 6 представлены абсолютные значения усиления, в то время как на рис 5 7 мы имеем приращения, соответствующие приращениям плотности носителей В случае когда учитываются эффекты края полосы поглощения, выражение (5 2 7а) принимает вид

$$\bar{\beta} = \beta + k_0\Gamma\delta n'_g \quad j\left[\frac{\alpha}{2} + k_0\Gamma\delta n''_g\right] \qquad (5\ 2\ 11б)$$

Учитывая (5 2 10) и (5 2 11а) это выражение можно записать следующим образом

$$\bar{\beta} = \beta - \frac{a\Gamma g}{2} + j\left[\frac{\Gamma g \quad \alpha}{2}\right] \qquad (5\ 2\ 11в)$$

Постоянную распространения пассивного волновода β можно найти из кривых рис 2 8 (гл 2) если заданы значения показателей преломления и толщины активного и покровного слоев При определении параметров волновода приращением показателя преломления δn обычно пренебрегают Если E поляризовано вдоль оси y (параллельно плоскости волновода) то волна является поперечной электрической (ТЕ) модой поскольку у E отсутствуют компоненты вдоль осей x и z Если E поляризовано преимущественно вдоль оси x то должна быть также небольшая z компонента Однако эта мода имеет чисто поперечное магнитное поле (ТМ) вдоль оси y

Задавая k_0 $n_f - n_s$ и h можно непосредственно вычислить $E(x)$ для обобщенной частоты или параметра V как в гл 2

$$V = k_0h\left[n_f^2 \quad n_s^2\right]^{1/2} \approx k_0h\left[2n_f\Delta n\right]^{1/2} \qquad (5\ 2\ 12)$$

здесь приближение справедливо при $\Delta n = n_f - n_s \ll n_f$ Число мод которое может распространиться в симметричном волноводе равно целому числу

$$M \leq 1 + V/\pi \qquad (5\ 2\ 13)$$

Вообще говоря результирующее усиление $\Gamma g - \alpha$ основной моды больше чем у мод высших порядков поскольку эта мода концентрируется в активной области с высоким усилением и на границах раздела сред имеет меньшие потери энергии У основной моды при фиксированных n_f и n_s эффективная ширина поперечной волновой функции $E(x)$ линейно уменьшается с уменьшением h при $V > 2$ а затем быстро увеличивается при $V \to 0$, причем вблизи $V_m = 1\ 7$ она имеет минимум (гл 2 рис 2 11) Таким образом при $V < V_m$ существенная часть энергии фотонов находится за пределами активной области в которой происходит усиление вынужденного излучения Модовый коэффициент оптического ограничения Γ определяется как отношение потока оптической мощности (или потока фотонов) в активной области к общему потоку мощности в данной моде

Для TE мод имеем выражение

$$\Gamma = \frac{\int_{0}^{h} \eta_0 \, |E_y(x)|^2 \, dx}{\int_{\infty}^{\infty} \eta_0 \, |E_y(x)|^2 \, dx}, \qquad (5.2\ 14)$$

в котором постоянная модовая проводимость

$$\eta_0 = \beta\omega/\mu_0 \qquad (5\ 2\ 15)$$

сокращается В выражении (5 2 15) ω—оптическая круговая частота а μ_0—магнитная проницаемость вакуума На рис 5 8 [5 2] приведены зависимости модового коэффициента оптического ограничения от парамет ра V для асимметричного планарного волновода у которого показатели преломления покровных слоев n_s и n_c расположенных по разные сторо ны от активного слоя, отличаются причем $n_c < n_s$ Асимметрия харак теризуется параметром

$$a' = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \qquad (5\ 2\ 16)$$

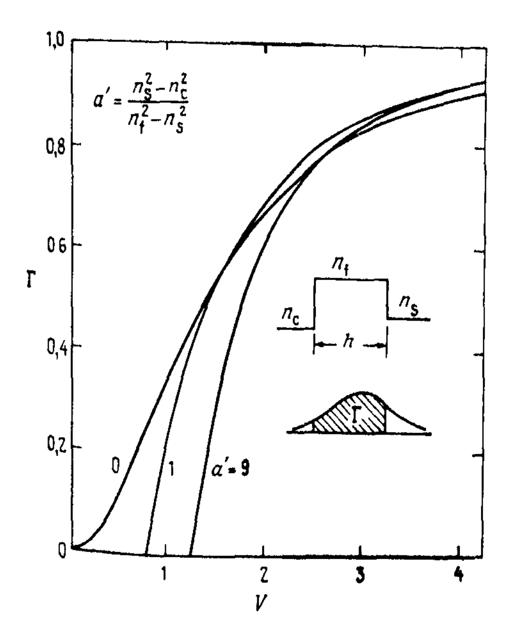


Рис 5 8 Зависимость модового коэффициента ограничения Γ от параметра V для основной моды планарного волновода с коэф фициентом асимметрии a' [5 2]

Более сильное ограничение получается при данном значении V для более низкой асимметрии Для ТМ мод в выражении (5 2 14) компонента E_y заменяется на H_y, а η_0—модовым импедансом $\zeta_0 = \beta\omega/\varepsilon$, где ε—диэлектрическая проницаемость в оптическом диапазоне, причем ζ_0 является функцией величины x, которая в данном случае не выпадает из выражения (5 2 14)

Хотя при $\Gamma \to 1$ возрастает эффективность взаимодействия фотонов с возбужденными носнтелями в активной области, в некоторых случаях необходима большая модовая ширина, иапример для уменьшеиия расходимости выходного пучка или уменьшения плотности мощности на поверхности зеркала Режим такого большого оптического резонатора можио получить при $V \to 0$ посредством уменьшения толщины активного слоя и (или) уменьшения разности $n_f - n_s$

Рассмотрим волну с амплитудой E_i, падающую при $z = L/2$ на усилитель Фабри—Перо, схематически показанный на рис 5 5, который иа торцах характеризуется коэффнциентами пропускания t_1, t_2 и коэффициентами отражения r_1, r_2 Поле E_0 при $z_2 = L/2$ дается выражением

$$\frac{E_o}{E_i} = \frac{t_1 t_2 e^{-j\bar{\beta}L}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2\bar{\beta}L}} \tag{5 2 17}$$

Это выражение можно получить, используя равенство $\sum_{n=0}^{\infty} x^n = = (1 x)^{1}$ при $x \leq 1$ Максимумы пропускания имеют место при

$$\operatorname{Re}\left\{\bar{\beta}_p\right\} L = p\pi \quad (p\text{—целое число}), \tag{5 2 18а}$$

где с учетом (5 2 11) имеем

$$\operatorname{Re}\left\{\bar{\beta}_p\right\} = \beta - \frac{a\Gamma g}{2} \tag{5 2 18б}$$

Решения для $\bar{\beta}_p$ соответствует p й *продольной моде* **Межмодовое** расстояние ω_s между p и $(p + 1)$ й продольными **модами дается** выражением

$$\omega_s = \frac{\pi}{L}\left(\frac{\partial\omega}{\partial\beta}\right) = \frac{\pi v_g}{L}, \tag{5 2 18в}$$

где $v_g = \partial\omega/\partial\beta$—модовая групповая скорость при наличии усиления Выражение (5 2 18в) следует из (5 2 18а) и $\operatorname{Re}\left\{\bar{\beta}_{p+1}\right\} = \operatorname{Re}\left\{\bar{\beta}_p\right\}$

$+ (\partial\beta/\partial\omega)\omega_s$, где предполагается, что g — медленноменяющаяся функция величины ω Строго говоря, ω_s меняется с ω благодаря дисперсии величины g В настоящем рассмотрении этим эффектом можно пренебречь

Из (5 2 18а и б) видио, что частота продольных мод зависит от усиления Изменение модовой частоты $\delta\omega$ при изменении усиления δg записывается в виде

$$\delta\omega = \frac{\partial\omega}{\partial\beta} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial g}\,\delta g \qquad (5\ 2\ 19а)$$

С учетом (5 2 18а) последнее выражение принимает вид

$$\delta\omega = v_g a \Gamma \delta g/2 \qquad (5\ 2\ 19б)$$

В случае когда выполняется условие (5 2 18а), максимальное усиление мощности *усилителя типа Фабри — Перо* дается выражением

$$G_{FP} \equiv \left(\frac{P_0}{P_1}\right) = \left(\frac{E_0}{E_1}\right)^2 = \frac{T_1 T_2 e^{(\Gamma g - \alpha)L}}{\left[1 - \sqrt{R_1 R_2}\, e^{(\Gamma g - \alpha)L}\right]^2}, \qquad \mathbf{(5.2.20)}$$

где T_1, T_2 — коэффициенты пропускания, а R_1, R_2 — коэффициенты отражения по мощности В случае идеальио просветляющих покрытий торцов рассматриваемый усилитель становится *усилителем бегущей волны*, усиление которого за один проход равно[1)]

$$G_0 = e^{(\Gamma g - \alpha)L} \qquad (5\ 2\ 21)$$

При достаточном общем экспоненциальном усилеиии знаменатель в (5 2 20) обращается в нуль и выходная мощность не попадает на выход Таким образом, мы имеем следующее *условие возникновения колебаний в идеальном случае*

$$1 - \sqrt{R_1 R_2}\, e^{(\Gamma g - \alpha)L} = 0 \qquad (5\ 2\ 22а)$$

или

$$\frac{1}{2} \ln R_1 R_2 + (\Gamma g - \alpha)L = 0, \qquad (5\ 2\ 22б)$$

а также фазовое условие (5 2 18) Эти условия можно записать следу-

---

[1)] Заметим, что G и G — безразмерные коэффициенты усиления мощности, а g — экспоненциальный коэффициент усиления с размерностью непер/длина Для всех этих параметров общепринято использовать термин «коэффициент усиления»

ющим образом модовое усиление равно общим потерям в резонаторе т е.

$$\Gamma g = \alpha + \alpha_m, \quad (5\ 2\ 22в)$$

где α—внутренние потери, а $\alpha_m = L^{-1} \ln (R_1 R_2)^{-1/2}$—потери, связанные с выводом излучения, или с потерями на зеркалах

Потери в «холодном резонаторе» (т е для $g \equiv 0$) можно записать через время жизни фотона в резонаторе τ_p В случае резонатора с низкими потерями

$$R_1 R_2 e^{-2\alpha L} \approx 1, \quad (5\ 2\ 23)$$

относительные потери энергии за один полный проход в резонаторе даются выражениями

$$-\frac{\Delta W}{W} = 1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha L}, \quad (5\ 2\ 24а)$$

$$-\frac{\Delta W}{W} \approx - \ln R_1 R_2 + 2\alpha L, \quad (5\ 2\ 24б)$$

где для резонаторов с очень низкими потерями мы использовали приближение $-\ln x = 1 - x$, $x \approx 1$ Время полного прохода резонатора равно

$$\Delta t = 2L/v_g \quad (5\ 2\ 25)$$

Считая, что энергия уменьшается по экспоненте:

$$W = W_0 e^{-t/\tau_p} \quad (5\ 2\ 26)$$

и что потери увеличиваются незначительно, получаем

$$\tau_p^{-1} = \left[v_g/2L\right]\left[1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha L}\right], \quad (5\ 2\ 27а)$$

$$\tau_p^{-1} \approx v_g\left[\alpha - \frac{\ln R_1 R_2}{2L}\right] \quad (5\ 2\ 27б)$$

Время жизни фотона τ_p можно рассматривать как среднее время нахождения фотона в резонаторе, прежде чем он либо поглотится внутри него, либо покинет резонатор через торцы Хотя экспоненциальный спад времени является удобным представлением и выражения (5 2 27) отражают потери в резонаторе, для полупроводниковых лазеров, у которых

$R_1R_2 \approx (0,3)^2$ и $2\alpha L \approx 1$, приближение (5 2 23) является не очень хорошим

Для бесконечной плоской волны коэффициент отражения на сколотых торцах зеркала запишется в виде

$$R = \left[\frac{\hat{n} - 1}{\hat{n} + 1}\right]^2, \qquad (5\ 2\ 28)$$

где $\hat{n}$ — модовый показатель преломления Для типичных значений модовых показателей преломления 3,5 коэффициент отражения R равен 0,31 Однако для волноводной моды, которая ограничена по толщине величиной порядка длины волны, выражение (5 2 28) уже не справедливо Модовый коэффициент отражения является функцией поляризации и ширины моды Моду можно представить себе как составленную из группы лучей, претерпевающих последовательные отражения под определенными углами от границ активного слоя, прежде чем они покинут резонатор через сколотый торец Интервал углов относительно нормали к торцам увеличивается с уменьшением модовой ширины Для TM поляризации R уменьшается по мере увеличения угла, когда он приближается к углу Брюстера, равному 16°, а для TE поляризации R монотонно увеличивается с углом Таким образом, для малой ширины основной моды величина R(TE) значительно больше, чем R(TM) Численный расчет дает следующие типичные значения $R(TM) \approx 0,24$ и $R(TE) \approx 0,40$ [5 17] Поскольку нас интересуют полупроводники с кубической симметрией (кроме случая, когда в них создаются напряжения), усиление g не должно зависеть от поляризации Величины α и Γ также почти не зависят от поляризации Таким образом, более высокий коэффициет отражения R(TE) приводит к тому, что TE мода имеет более низкий порог для лазеров на недеформированных кристаллах Было показано также [5 18], что у лазеров с ограничением только в плоскости $p-n$ перехода для ширин, обычно имеющих место в лазерах с боковым ограничением, которые мы рассмотрим ниже, отражательная способность не слишком отличается от таковой для лазеров с большой площадью

5.2.3. Лазерное усиление

Ясное и элементарное описание усиления и поглощения в полупроводниковых лазерах читатель может найти в книгах [5 1, гл 15, 5 4, гл 2, 5 14, гл 3] Таким образом, мы рассматриваем среду с зонной структурой, представленной на рис 5 9 [5 1], на котором построена

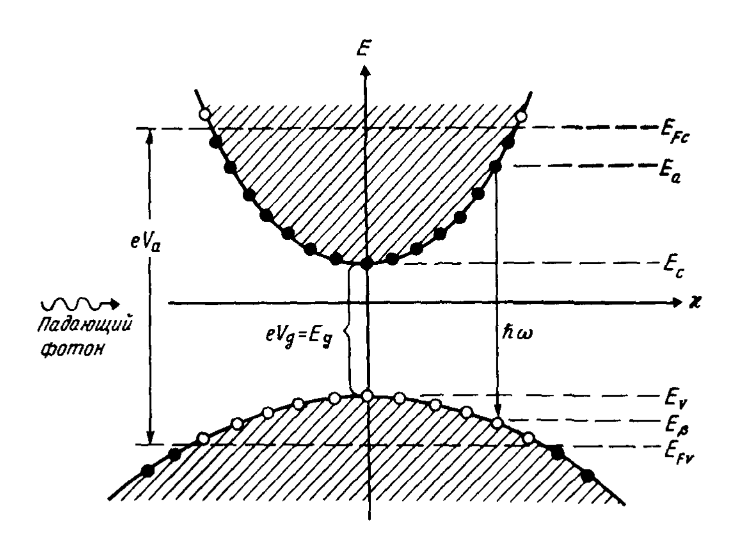


Рис.5.9. Заполненные (темные кружки) и вакантные (светлые кружки) состояния зоны проводимости и валентной зоны при эиергии электрона E и импульса к E_{Fc} и E_{Fv} — квазиуровни Ферми [5 1]

зависимость энергии электрона E от его импульса к Мы полагаем, что все переходы происходят с сохранением импульса, т е что они вертикальны и являются излучательными Нет необходимости сразу определять ось E, если рассматриваются лишь разности энергий Дно зоны проводимости и потолок валентной зоны имеют место при $\kappa = 0$, а это означает, что среда прямозонная Ниже мы покажем, что под действием оптической накачки или напряжения смещения, приложенного к $p-n$ переходу, электроны могут быть инжектированы в зону проводимости, а дырки — в валентную зону Электроны и дырки рекомбиинируют между зонами спонтанно с временем рекомбинации $\tau_n \sim 10^{-9}$с и при этом излучаются фотоны с энергией $\hbar\omega \geq E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоиы Вследствие электрон-электронных и электрон фоионных столкиовений электроны внутри зоны приходят в равновесное состояние с временем виутрнзонной релаксации $\tau_1 \sim 10^{-12}$ с В случае когда в активную область инжектируется достаточно большой ток I_a, плотиости дырок N_v и электронов N_c будут одинаковыми, причем плотиость носителей $N = N_c \approx N_v$ дается выражением

$$N/\tau_n = I_a/v, \qquad (5\ 2\ 29)$$

где $v = whL$—объем активной среды При этом мы предполагаем, что плотность фотонов иедостаточна для получения выиуждеииого излучения

Плотности носителей можно также характеризовать квазиуровнями Ферми E_{Fc} и E_{Fv}, указанными на рис 5 9 Физически E_{Fc} и E_{Fv} являются химическими потенциалами, соответствующими энергии, необходимой для удалеиия электроиа из зоиы проводимости или добавления дырки в валентную зону При равновесии (т е в отсутствие тепловых и зарядовых потоков) $E_{Fc} = E_{Fv}$, так что электрои и дырка, находящнеся на уровиях Ферми, должны рекомбинировать без потери эиергии Однако ситуация на рис 5 9 относится к неравновесному случаю и

$$E_{Fc} - E_{Fv} = eV_a, \tag{5 2 30}$$

где e—заряд электрона, V_a—иапряжение прямого смещеиия, приложенное к переходу, через который инжектируются носители

Плотиость иосителей и энергия уровня Ферми связаны соотношеиием

$$N_{c,v} = \int_0^\infty \rho_{c,v}(E) f(E - E_{Fc,v})dE, \tag{5 2 31}$$

где $\rho_{c,v}(E)$—плотиость дискретиых состояний при энергии E, а $f(E, E_{Fc,v})$—фуикция Ферми, описывающая вероятность нахождеиия электроиа в каждом из этих состояиий для зоны проводимости и валеитиой зоны соответствеиио. Таким образом, $E_{Fc,v}$ можно вычислить из (5 2 31) и (5 2 29), причем

$$\rho_{c,v}(E) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_{c,v}}{\hbar^2}\right)^{3/2} E^{1/2}, \tag{5 2 32}$$

$$f(E - E_{Fc,v}) = \left\{\exp\left[\left\{E - E_{Fc,v}\right\}/kT\right] + 1\right\}^{-1} \tag{5 2 33}$$

Здесь $m_{c,v}$—эффективиые массы, $\hbar$—постоянная Планка, k—постояииая Больцмана и T—абсолютиая температура

Мы подошли к рассмотреиию выиужденного поглощения и излучеиия Поскольку иосители удовлетворяют статистике Фермн, каждое состояние может быть занято только двумя электронами с противоположными спинами Таким образом, чистое усиление—вынужденное излученне минус

вынужденное поглощение — при $\hbar\omega = E_\alpha - E_\beta$ пропорционально числу занятых состояний зоны проводимости при E_α, умноженному на число незаполненных состояний валентной зоны при E_β, минус число занятых состояний валентной зоны при E_β, умноженное на число незаполненных состояний зоны проводимости при E_α. Результирующее число вынужденных фотонов в единицу времени $R_{\text{вын}}$ дается выражением

$$R_{\text{вын}} = v_g \Gamma g(\omega) I \sim v \int_E \rho(E) dE \Big\{ f\left[E_\alpha - E_{Fc}\right]\left[1 - f\left[E_\beta - E_{Fv}\right]\right] -$$

$$- f\left[E_\beta - E_{Fc}\right]\left[1 \quad f\left[E_\alpha - E_{Fc}\right]\right]\Big\} =$$

$$= v \int_E \rho(E) dE \left[f\left[E_\alpha - E_{Fc}\right] - f\left[E_\beta - E_{Fv}\right]\right] \qquad (5\ 2\ 34)$$

Первое равенство в (5 2 34) дает соотношение между $R_{\text{вын}}$ и $g(\omega)$, где v_g — групповая скорость, I — общее число фотонов для данной моды в модовом объеме v/Γ и $v = whL$ — активный объем. В идеальном случае $\rho(E) \equiv 0$ для $E < E_g$, поэтому

$$g(\omega) = 0 \text{ при } \hbar\omega < E_g = eV_g, \qquad (5\ 2\ 35)$$

хотя размытие края зон делает затруднительным определение E_g на практике. Кроме того, в последнем равенстве в (5 2 34) множитель в квадратных скобках, вычисленный с учетом (5 2 30) и (5 2 33), показывает, что

$$g(\omega) \leq 0 \text{ при } \hbar\omega > eV_a, \qquad (5\ 2\ 36)$$

т е мы имеем среду с потерями. Следовательно, необходимое условие положительного усиления, которое впервые сформулировали Бернар и Дюрафор, записывается в виде

$$E_{Fc} - E_{Fv} > E_g \qquad (5\ 2\ 37а)$$

или

$$V_a > V_g, \qquad (5\ 2\ 37б)$$

т е напряжение смещения на переходе должно быть больше, чем ширина

запрещенной зоны. Условие (5.2.37) для положительного усиления в полупроводниках эквивалентно условию инверсии иаселениостей атомных уровней, иеобходимой для усиления в газовых лазерах.

В области

$$eV_g < \hbar\omega < eV_a \tag{5.2.38}$$

усиление положительно и имеет пик, величииа которого растет и сдвигается в сторону более высоких частот (эиергий), когда N увеличивается (рис.5.6). Если ω_p—частота, на которой усилеиие имеет пик, и плотность носителей, при которой $g(\omega_p) = 0$ (т.е. среда прозрачиа на частоте ω_p) равна N_t, то

$$g(\omega_p) \approx \bar{g}_0(N - N_t), \tag{5.2.39}$$

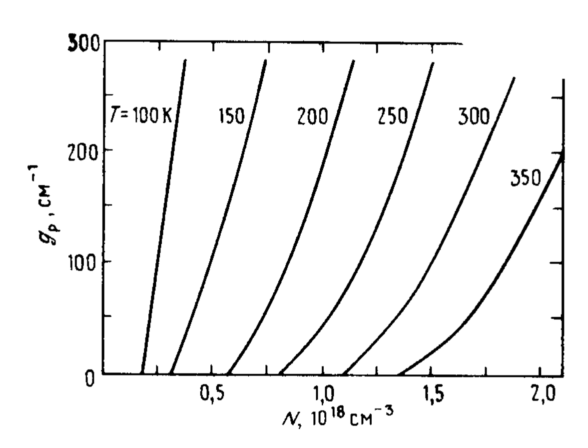


Рис.5.10. Зависимость коэффициеита усиления g в максимуме спектра усилеиия от плотиости иижектируемого тока для InGaAsP-лазера с длиной волны 1,3 мкм, иллюстрирующая примерно линейное соотиошеиие между иими [5.14].

где $\bar{g}_0$—*пространственный коэффициент усиления*. Это линейное соотношение хорошо выполияется при $N \approx N_t$, как показаио на рис. 5.10 [5.14]. Заметим, что условие прозрачиости ($N \approx N_t$) соответствует разиости эиергий Ферми, равной ширине запрещеииой зоны. Типичные значения $\bar{g}_0$ и N_t равны соответственио $1{,}5\cdot10^{-16}$ см^2 и $1{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ для AlGaAs-лазеров, $1{,}0\cdot10^{-16}$ см^2 и $1{,}0\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ для InGaAsP-лазе-

ров Поскольку условие возникновения генерации в лазерах (5 2 22) требует, чтобы произведение Γg было в точности равно потерям в резонаторе, значение N устанавливается примерно равным пороговому значению лазера, определяемому выражениями (5 2 39) и (5 2 22) Обычно $N \approx N_t$ и условие (5 2 39) выполняется

5.2.4. Спонтанное излучение

Как мы отмечали в (5 2 29), в предположении чисто излучательной рекомбинации электроны и дырки рекомбинируют спонтанно со скоростью N/τ_n переходов в единице объема в единицу времени На основании статистики Ферми (разд 5 2 3) вероятность спонтанного излучения пропорциональна числу занятых состояний зоны проводимости, умноженному на число свободных состояний валентной зоны Число спонтанных фотонов в единицу времени $R_{\text{спонт}}$ не зависит от числа фотонов и пропорционально следующему выражению [с тем же самым коэффициентом пропорциональности, что и в (5 2 34)]

$$R_{\text{спонт}} \sim v\int_E \rho(E)\ dE\left\{f\left[E_\alpha - E_{Fc}\right]\left[1 - f\left[E_\beta - E_{Fv}\right]\right]\right\} \qquad (5\ 2\ 40)$$

Эйнштейн заметил, что в замкнутой системе при равновесии полное число переходов вниз вследствие вынужденного и спонтанного излучения должно быть равно числу переходов вверх вследствие вынужденного поглощения, кроме того, среднее число фотонов в *одной моде* при равновесии дается выражением

$$I = \left[\exp\ (\hbar\omega/kT) - 1\right]^{-1} \qquad (5\ 2\ 41)$$

Следует заметить, что условие одной моды относится к активному объему, т е имеется в виду определенная поперечная мода, относящаяся к определенной продольной моде Эти два условия приводят к требованию того, что вероятности перехода для вынужденного излучения и вынужденного поглощения должны быть одинаковы, т е коэффициенты Эйнштейна B_{21} и B_{12} были равны друг другу, и что вероятность спонтанного излучения должна быть пропорциональна вероятности вынужденного излучения (т е для коэффициентов Эйнштейна A_{21} и B_{21} должно выполняться равенство $A_{21} = B_{21}/v$) (см [5 4, с 49]) Последнее условие определяет соотношение между спонтанным излучением и усилением, которое мы вскоре объясним

Отношение скоростей вынужденного и спонтанного излучений в (5 2 34) и (5 2 40) может быть получено в предположении, что множители в квадратных скобках не зависят от интегрирования по энергиям в зоне проводимости и валентной зоне При этом можно записать выражение

$$R_{\text{вын}}/R_{\text{спонт}} = I\left\{1 - \exp\left[(\hbar\omega - eV_a)/kT\right]\right\}, \tag{5 2 42}$$

в котором мы использовали формулы (5 2 30) и (5 2 41) Поскольку скорость спонтанного излучения всегда положительна, видно, что скорость результирующего вынужденного излучения положительна при $eV_a > \hbar\omega$, как было определено в (5 2 38) В отсутствие накачки активной среды, т е когда $eV_a < \hbar\omega$ и $(\hbar\omega - eV_a) \gg kT$, коэффициент вынужденного поглощения $A(\omega)$ эквидистантен $-g(\omega)$ Учитывая условия (5 2 42) и (5 2 34), можно получить следующее выражение

$$\Gamma A(\omega) = -R_{\text{вын}}/v_g I = (R_{\text{спонт}}/v_g)\exp\left[(\hbar\omega - eV_a)/kT\right], \tag{5 2 43}$$

которое дает соотношение между спектрами поглощения $A(\omega)$ (см рис 5 6) и спонтанного излучения $R_{\text{спонт}}(\omega)$, описывающее излучение из светодиода Переписывая (5 2 43) в виде

$$R_{\text{спонт}}(\omega) = v_g \Gamma A(\omega)\exp\left[(eV_a - \hbar\omega)/kT\right], \tag{5 2 44}$$

подставляя (5 2 44) в (5 2 42) и используя определение $R_{\text{вын}} = v_g\Gamma g I$, имеем

$$\Gamma g(\omega) = R_{\text{вын}}/v_g I = \Gamma A(\omega)\left\{\exp\left[(eV_a - \hbar\omega)/kT\right] - 1\right\} \tag{5 2 45}$$

Затем с помощью (5 2 44) и (5 2 45) находим выражение **для** общего числа спонтанных фотонов *данной поляризации в одной **резонаторной** моде в единицу времени* [5 19, 5 15]

$$R_{\text{спонт}}(\omega)/v_g = \Gamma\left\{g(\omega) + A(\omega)\right\} = \Gamma g(\omega) n_{\text{спонт}}(\omega), \tag{5 2 46}$$

где коэффициент спонтанного излучения $n_{\text{спонт}}$ определяется выражением

$$n_{\text{спонт}} \equiv R_{\text{спонт}}/v_g\Gamma g = \left\{1 + \Delta(\omega)/g(\omega)\right\} = \left\{1 - \exp\left[(\hbar\omega - eV_a)/kT\right]\right\}^{-1}$$

(5 2 **47а**)

Здесь $A(\omega)$ — коэффициент поглощения на краю полосы, который не следует путать с коэффициеитом поглощення α, соответствующим виешним потерям При $eV_а \gg \hbar\omega$ $n_{спонт} \to 1$, что соответствует случаю полной инверсии в двухуровневом лазере, при $eV_а \geq \hbar\omega$ и $n_{спонт} \geq 1$ имеет место неполная инверсия, в результате чего спонтаниое излучение при данном усилении преобладает, при $eV_а \leq \hbar\omega$ и $n_{спонт} < 0$ инверсия отсутствует Еще раз подчеркиваем, что все это справедлнво для одной моды и одной поляризации, когда параметры определяются выражениями (5 2 46) и (5 2 47) Мощность спонтанного излучення в лазерном усилителе вычисляется в разд 5 7 3

В отсутствне иакачки, когда $V_а = 0$, $n_{спонт}$ отрицательно и $[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1} = -n_{спонт}$, что равно числу фотонов в одной моде актнвного объема прн равновесии, как это определялось в (5 2 41) Кроме того, в (5 2 46) и (5 2 47а) $-v_g\Gamma g = -R_{вын}/I$ соответствует скорости поглощения фотонов моды в среде Далее, при $V_а = 0$ выражения (5 2 46) и (5 2 47а) говорят только о том, что скорость генерации спонтанных фотонов сбалаисирована скоростью вынужденного поглощения фотонов Это означает, что система находится в тепловом равновесии с окружающей средой, т е

$$R_{спонт} = v_g\Gamma g\left[\exp(\hbar\omega/kT) - 1\right]^{-1} \qquad V_а = 0 \qquad (5\ 2\ 47б)$$

Выражение (5 2 47б) есть не что иное, как *флуктуационно-диссипационная* теорема статистической механики или теорема Найквиста в электротехнике, которая гласит, что диссипативная среда в тепловом равновесии подвергается действию флуктуационных сил, которые обусловливают излучение тепловой энергии, поглощаемой средой [5 20, 5 21]

Выражение (5 2 46) дает важное соотношение между $A(\omega)$, $R_{спонт}(\omega)$, которые являются легко измеримыми велнчинами, и $g(\omega)$, которая не измеряется Рис 5 11 [5 15] иллюстрирует эти соотношения для 1,3 мкм InGaAsP лазера при пороге ($I_а = 80$ мА, сплошные крнвые) и ниже порога ($I_а = 2{,}6$ мА, штрнховая кривая) Для получения этих кривых сначала были измерены скорости спонтанного излучения $R_{спонт}(\omega)$ при различных $I_а$ Затем с помощью выражения (5 2 44) вычислили $A(\omega)$ Было иайдено, что $A(\omega)$ слабо падает с ростом $I_а$, а выше порога $A(\omega)$ достигает определенного фиксированного уровня Кривая усилення $g(\omega)$ вычислялась с помощью выражения (5 2 45) Напряжение $V_а$, входящее в эти выражения, может быть измерено как напряжение $p-n$ перехода (при этом необходимо исключить какое либо

падение напряжения на последовательных сопротивлениях) Другой метод вычисления V_a состоит в подборе значения, удовлетворяющего требованию максимума коэффициента усиления при энергии лазерного фотона $E_L = \hbar\omega_L$, как указано на рисунке Заметим, что $g(\omega)$ резко падает до нуля (а $n_{спонт} \to \infty$) при $\hbar\omega = eV_g$, что следует из выражений (5 2 35) и (5 2 47) Заметим также, что при низких энергиях $g(\omega)$ и $R_{спонт}(\omega)/v_g\Gamma$ совпадают, что следует из выражений (5 2 46) и (5 2 47), поскольку при этом $A(\omega) \to 0$ и $n_{спонт} \to 1$ Для AlGaAs лазера при E_L получено типичное значение $n_{спонт} = 2{,}6$ [5 19], а для 1,3 мкм InGaAsP-лазера оно равно 1,7 [5 15], откуда видно, что для последнего инверсия больше Так как инверсия стабилизируется выше порога, в этом режиме величина $n_{спонт}$ является приблизительно постоянной

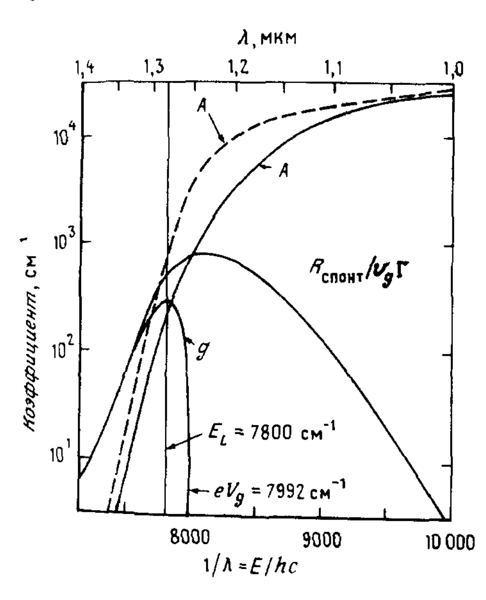


Рис.5.11. Экспериментальные спектральные зависимости спонтанного излучения $R_{спонт}(\omega)/v_g\Gamma$ и расчетные спектральные зависимости поглощения $A(\omega)$ и усиления $g(\omega)$ для InGaAsP лазера с длиной волны 1,3 мкм eV_a точно соответствует пику усиления и энергии лазерного фотона $E_L = \hbar\omega_L$ Сплошные кривые получены при пороге I_a = 80 мА, а штриховая кривая получена при I_a = 2,6 мА [5 15а в]

Вблизи порога $A(\omega)$ практически не зависит от ω или V_a благодаря фиксации $A(\omega)$ на некотором определенном уровне Если положить $A(\omega_L) = A$ (константа), то соотношения (5 2 45) и (5 2 44) принимают вид

$$g(\omega_L) = A\{\exp[(eV_a - \hbar\omega_L)/kT] - 1\} \qquad (5\ 2\ 48)$$

$$R_{спонт}(\omega_L) = v_g\Gamma A\exp[(eV_a - \hbar\omega_L)/kT] \qquad (5\ 2\ 49)$$

Сравнивая (5 2 48) и (5 2 49) с (5 2 39), получаем

$$\Gamma \bar{g}_0 N_t = A \qquad (5\ 2\ 50)$$

и

$$R_{\text{спонт}} = v_g \Gamma \bar{g}_0 N \qquad (5\ 2\ 51)$$

Таким образом, скорость возникновения спонтанных фотонов в генерирующей моде пропорциональна N и обычно записывается в виде

$$R_{\text{спонт}} = \gamma N v / \tau_n, \qquad (5\ 2\ 52)$$

где τ_n — время жизни спонтанной рекомбинации, v — объем активной среды и γ — доля спонтанных фотонов, которые образуют генерируемую моду

Если частота генерации близка к частоте максимума усиления т е $\omega \approx \omega_p$, то коэффициент спонтанного излучения можно найти подстановкой (5 2 39) и (5 2 51) в (5 2 47)

$$n_{\text{спонт}} = N/(N - N_t) \qquad (5\ 2\ 53)$$

Это согласуется с моделью двухуровневой системы, такой, как в газовом лазере, у которой $n_{\text{спонт}} \to 1$ при больших N В полупроводниковом лазере инверсия неполная и $n_{\text{спонт}} > 1$

5.2.5. Скоростное уравнение для фотонов

Полная скорость изменения числа фотонов $\dot{I}$ может быть получена путем вычнтания скорости потерь фотонов в резонаторе I/τ_p из скоростей возннкновения вынужденных и спонтанных фотонов

$$\dot{I} = R_{\text{вын}}/R_{\text{спонт}} - I/\tau_p \qquad (5\ 2\ 54)$$

Это скоростное уравненне можно записать в виде

$$\dot{I} = \Gamma g_0 (N - N_t) I + \gamma N v/\tau_n - I/\tau_p, \qquad (5\ 2\ 55)$$

где

$$g_0 = v_g \bar{g}_0 \qquad (5\ 2\ 56)$$

Разделив уравиеиие (5 2 55) на модовый объем v/Γ, его можио преобразовать в скоростиое уравиение для плотиости фотонов S

$$\dot{S} = \Gamma g_0(N - N_t)S + \Gamma\gamma N/\tau_n - S/\tau_p \qquad (5\ 2\ 57)$$

физическая нитерпретация скоростиого уравнения такого тнпа дается в разд 5 2 8

5.2.6. Выжигание спектральиых провалов

Выжигание спектральных провалов представляет собой иебольшое локалнзованное умеиьшение усиления при эиергии, соответствующей длине волны геиерирующей моды Оно вызвано локализоваиным уменьшением числа заиятых состояиий в зоие проводимости и вакаитиых состояиий в валеитиой зоие Каждый раз, когда электрои и дырка рекомбинируют, число состояний зоны проводимости при этой эиергни времеино уменьшается Электроны пополияются из большого резервуара электронов в зоие проводимости посредством электрон электроиных и электрон фоиоииых столкиовеиий Эти процессы не происходят мгиовеиио и поэтому результирующий эффект состоит в некотором умеиьшеиии среднего числа занятых состояиий иа энергетическом уровне Существует несколько разиых времеи релаксации, которые характеризуют различные механизмы релаксации, однако полиая скорость релаксации может быть аппроксимирована времеием внутризониой релаксации τ_i порядка 1 пс [5 22]

При рассмотрении только одной колебательной моды умеиьшеиие коэффициеита усилеиия благодаря выжиганию провала в спекте примерио пропорциоиальио результирующей вероятности выиужденного излучеиия $\bar{g}_0(N - N_t)S$, а также времеин виутризоииой релаксации Таким образом, умеиьшеиие коэффициента усилеиия можио записать в виде

$$\Delta g \approx \bar{g}_0(N - N_t)S\varepsilon, \qquad (5\ 2\ 58)$$

где ε — параметр, который пропорционален τ_i С учетом выжигаиия спектральиого провала результирующий коэффициеит усиления прииимает вид

$$g = \bar{g}_0(N - N) - \Delta g = \bar{g}_0(N - N_t)(1 - \varepsilon S) \qquad (5\ 2\ 59)$$

Эта простая модель сжатия коэффициеита усиления дает хорошую точность при малых εS При больших εS модель может быть обобщена путем

включения в S членов более высоких порядков·

$$g = \overline{g}_0(N - N_t)(1 - \varepsilon S - \varepsilon' S^2 - \varepsilon'' S^3 - \quad) \qquad (5\ 2\ 60)$$

Если одновременно генерируют две или более моды, то благодаря биению между модами может возникнуть дополнительное возмущение коэффициента усиления Малые изменения электронной плотности на частоте биений приводят к увеличению членов смешанных частот благодаря произведению N и S в (5 2 57) Эти члены приводят к небольшой составляющей усиления на каждой моде, которая в свою очередь пропорциональна плотности фотонов в другой моде [5 23, 5 24] Смешение компоненты плотности носителей на частоте биений с центральной лазерной модой дает фазомодулированную компоненту, в результате чего происходит синфазное усиление продольной боковой моды с более высокой частотой и затухание более низкочастотной боковой моды Такие асимметричные возмущения коэффициента усиления могут оказывать значительное влияние на спектр продольных мод многомодовых лазеров [5 25]

5.2.7. Инжекция носителей в гетероструктурах

На рис 5 12 приведена энергетическая зонная структура гетероперехода с прямым смещением в $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, где изгибом зоны на поверхности раздела гетероструктуры пренебрегается Разность энергий запрещенной зоны между покровными и активным слоями ($E_{gs} - E_{gf}$) может неравномерно распределяться между зоной проводимости и валентной зоной, так что $\Delta E_c \neq \Delta E_v$ При приложении прямого смещения V_a электроны инжектируются в активный слой ($x = x_f$) $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ из покровного слоя n $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ ($x = x_s$), а дырки инжектируются из покровного p слоя Из соотношения (5 2 38) следует, что вынужденное излучение имеет место, если

$$eV_{gf} \leq \hbar\omega \leq eV_a \qquad (5\ 2\ 61)$$

Электроны и дырки будут сосредоточены в активном слое, если ΔE_v и ΔE_c в несколько раз больше, чем kT Это условие может быть выполнено, если x_s достаточно мало по сравнению с x_f

Показатель преломления n_f активного слоя из InGaAsP или AlGaAs всегда больше, чем показатель преломления покровного слоя, когда $E_{gf} < E_{gs}$ Таким образом, оптическая мода будет сосредоточена вбли-

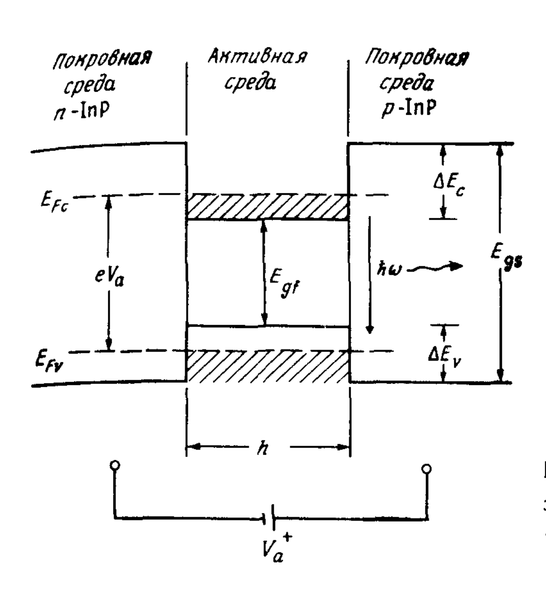


Рис. 5.12. Энергетическая зонная структура гетероперехода с прямым смещением в InGaAsP [5 1]

зи активной области, хотя часть поля моды (1 – Г) выходит за пределы активной среды в покровные слои Тем не менее усиление будет испытывать лишь часть поля моды Г, находящаяся внутри активной области Поскольку в соответствии с (5 2 39) коэффициент усиления g пропорционален плотности $(N - N_t)$, усиление в активном слое обратно пропорционально толщине этого слоя h при данном токе инжекции I_a (или плотности тока J), превышающем пороговое значение Однако с уменьшением h модовое ограничение Г также уменьшается, поэтому при некоторой величине h *модовое* усиление Γg принимает максимальное значение

Дальнейшее увеличение коэффициента усиления в зависимости от h связано с безызлучательной рекомбинацией на границах раздела слоев гетероструктуры При росте эпитаксиальных слоев постоянные решетки материалов могут несколько отличаться друг от друга и на границе раздела могут возникать дефекты Эти факторы приводят к поверхностным состояниям, которые позволяют дыркам и электронам рекомбинировать, не приводя к вынужденному излучению, вследствие чего усиление в активном слое уменьшается Эти эффекты играют еще более существенную роль в снижении модового усиления, когда уменьшается толщина активного слоя Таким образом, в случае плохого эпитаксиального роста максимальное усиление и, следовательно, минимальная пороговая

плотность тока $J_{пор}$ будут иметь место при больших h

Предшествующие рассуждения относительно $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ справедливы и для $Al_yGa_{1-y}As$ при условии, что $y_f < y_s$ В предельных случаях активным слоем является бинарное соединение GaAs, а материалом покровных слоев является соединение $Al_yGa_{1-y}As$ при $y = y_s$ для последней системы, а для первой системы покровный слой представляет собой бинарное соединение InP, а активным слоем является $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ при $y = y_f$

5.2.8. Модовые скоростные уравнения

Процесс усиления в полупроводниковом лазерном волноводе определяется взаимодействием между плотностью возбужденных носителей N и плотностью фотонов S_m в каждой продольной моде резонатора Для простоты полагаем, что в волноводе может распространяться только основная поперечная мода благодаря волноводному ограничению в поперечном направлении (разд 5 3) Межмодовое расстояние для продольных мод определяется соотношением (5 2 18в) через ω_s или длину волны

$$\lambda_s = \lambda^2/2n_g L, \qquad (5\ 2\ 62)$$

где $n_g = c/v_g$ — групповой показатель преломления в активном слое Поскольку L — это наибольший размер резонатора, λ_s является наименьшим разрешенным приращением модовой длины волны Ниже порога число и относительная интенсивность продольных мод определяются нормированной функцией распределения $F(\lambda)$, пропорциональной спектру спонтанного излучения Если $F(\lambda)$ имеет лоренцеву форму с полушириной на полувысоте $\Delta\Lambda$, то

$$F(\lambda_m) = \frac{1}{1 + [(\lambda_m - \lambda_0)/\Delta\Lambda]^2}, \qquad (5\ 2\ 63)$$

где максимумы функции при λ_0 и λ_m соответствуют **длине волны** m й моды Нормировка такова, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\lambda)\, d\lambda = M\lambda_s, \qquad (5\ 2\ 64)$$

где M — среднее число приращений величины λ_s, или число продольных мод, при распределении $F(\lambda)$ Если, например, распределение имеет прямоугольную форму

$$F'(\lambda) = 1, \quad \lambda_0 - \Delta\Lambda' < \lambda < \lambda_0 + \Delta\Lambda',$$

$$F'(\lambda) = 0 \quad \text{во всех других случаях,} \tag{5 2 65}$$

то

$$M' = 2\Delta\Lambda'/\lambda_s \tag{5 2 66}$$

Для лоренцевой формы спектра вместо этого мы имеем

$$M = \pi\Delta\Lambda/\lambda_s = 2\pi n_g L\Delta\Lambda/\lambda^2 \tag{5 2 67}$$

Если плотность носителей N, инжектированных в активный слой, однородна по толщине слоя h (см рис 5 1) и аналогично плотность фотонов S_m постоянна внутри активного слоя то скорости изменения во времени $\dot{N}$ и $\dot{S}_m$ даются *многомодовыми скоростными уравнениями* [5 26]

$$\dot{N} = J/eh \quad N/\tau_n - g_0(N \quad N_t)(1 \quad \varepsilon S_0)S_0 -$$

$$- \sum_{m \neq 0} g_m(N - N_t)(1 - \varepsilon S_m)S_m \tag{5 2 68а}$$

$$\dot{S}_m = \Gamma g_m(N - N_t)(1 - \varepsilon S_m)S_m - S_m/\tau_p + \Gamma\gamma N/\tau_n \tag{5 2 68б}$$

Первый член скоростного уравнения для плотности носителей (5 2 68а) дает скорость инжекции носителей при плотности тока J Второй член характеризует скорость исчезновения носителей вследствие спонтанного излучения, которая пропорциональна N и скорости спонтанной эмиссии τ_n^{-1}, которая в общем случае является также функцией величины N Поскольку, как мы покажем ниже, N приблизительно постоянна вблизи порога генерации, во многих случаях в хорошем приближении τ_n можно рассматривать как постоянную величину Третий член представляет собой скорость уменьшения или увеличения N благодаря соответственно вынужденному излучению или поглощению центральной моды Этот член включает в себя и сжатие усиления, но изменений усиления вследствие биений между модами он не учитывает Член под знаком суммы соответ-

ствует изменениям N за счет вынужденного излучения и поглощения на других модах. Коэффициенты g_m пропорциональны усилению при λ_m.

Первый член скоростного уравнения (5.2.68б) для плотности фотонов представляет собой скорость увеличения или уменьшения плотности фотонов в активном слое благодаря соответственно вынужденному усилению или поглощению. Любая потеря носителей из-за вынужденной электрон-дырочной рекомбинации в (5.2.68а) приводит к появлению фотона в (5.2.68б), но в отличие от носителей, которые сосредоточены в активном слое, фотоны распределяются в соответствии с модовой волновой функцией, так что только их часть Г находится в активном слое. Поскольку, как мы считаем, распространяется лишь основная поперечная мода, Г почти не зависит от m. Второй член в (5.2.68б) характеризует скорость потерь фотонов, которая пропорциональна S_m и обратно пропорциональна времени жизни τ_p фотона в резонаторе. Последний член дает скорость увеличения S_m вследствие спонтанной эмиссии в активном слое. Здесь γ является частью изотропно излучаемой спонтанной эмиссии N/τ_s, образующей m-ю продольную моду (разд.5.2.4 и 5.2.5). В активной области находится лишь часть Г-моды.

Коэффициент γ обычно оценивается [5.26] путем подсчета числа дискретных электромагнитных нормальных мод в идеальном объеме с проводящими стенками и размерами, приблизительно равными модовому объему whL/Γ, в пределах спектральной ширины излучения. При этом, чтобы определить, какая часть излучения приходится на одну моду m, предполагают, что спонтанное излучение распределяется однородно по всем модам объема, одна из которых является модой m. Число мод в области $\lambda \div \lambda + \lambda_s$ вычисляется как

$$L\pi n^2 wh/\Gamma\lambda^2 \qquad (5.2.69)$$

(n—фазовый показатель преломления) путем подсчета числа дискретных стоячих волн в объеме с учетом двух ортогональных поляризаций. Число мод в области длин волн спектра $F(\lambda)$ можно найти, умножив число стоячих волн в λ_s в (5.2.69) на M—среднее число приращений λ_s в (5.2.67). При этом γ является величиной, обратной общему числу резонаторных мод [5.26]:

$$\gamma = \Gamma\lambda^4/8\pi^2 n^2 n_g whL\ \Delta\Lambda, \qquad (5.2.70а)$$

где γ—одно и то же для каждой моды λ_m вблизи λ_0. Для мод, удаленных от максимума, γ уменьшается пропорционально $F(\lambda)$.

Для реального лазера с одной поперечной модой число возможных мод в объеме whL нельзя подсчитать с очень высокой точностью в силу следующих причин. 1) условия на границах резонатора определяются скачками показателя преломления, а не проводящими стенками, что приводит к неточному определению объема резонатора, особенно его поперечного размера, который сравним с λ/n_f; 2) некоторая часть спонтанного излучения идет в излучательные моды, которые не могут быть вычислены по формуле (5 2.65); 3) в лазерах с волноводным или частично волноводным усилением модовый волновой фронт уже не может быть плоским. В этом случае данная продольная лазерная мода, связанная со спонтанным излучением, является действительно линейной комбинацией K идеальных резонаторных мод, и поэтому эффективное значение γ в (5.2.65) следует умножить на K, где $K = 1$ для идеального волноводного лазера и $K > 1$ для лазера с волноводным усилением [5 27]. Факторы 1) и 2) соответствуют увеличению объема резонатора и, следовательно, приводят к уменьшению γ Если выбрать $\Gamma = 0{,}3$, $K = 1$, $\lambda = 1{,}5$ мкм, $n_g = 4$, $n = 3{,}5$, $\Delta\Lambda = 0{,}05$ мкм, $w = 2$ мкм, $h = 0{,}1$ мкм, $L = 250$ мкм, то из соотношения (5 2 70а) получаем $\gamma = 1{,}5\cdot10^{-4}$.

Альтернативный метод оценки γ вытекает непосредственно из выражений (5.2.51) и (5.2 52). Используя эти выражения совместно с (5.2.56), получаем

$$\gamma = \Gamma g_0 \tau_n / whL. \tag{5.2 70б}$$

Если выбрать $g_0 = 4{,}5\cdot10^{-12}$ $с^{-1}м^3$ и $\tau_n = 3$ нс, то для тех же размеров, что и выше, из (5.2.70б) получаем $\gamma = 0{,}81\cdot10^{-4}$, что хорошо согласуется со значением, полученным из (5.2 70а). Неоднозначность, связанная с γ, может быть полностью устранена, если использовать величины $R_{вын}$, $R_{спонт}$ и I, которые относятся к общему числу фотонов в моде, как в разд. 5.2.4 и 5.2.5.

В случае когда все моды, кроме $m = 0$, подавляются (один из методов такого подавления будет рассмотрен в разд. 5.4), многомодовые скоростные уравнения (5.2.68) сводятся к *одномодовым скоростным уравнениям*, если в них просто положить $S_m = 0$ при $m \neq 0$:

$$\dot{N} = \frac{I}{eh} - \frac{N}{\tau_n} - g_0(N - N_t)(1 - \varepsilon S)S, \tag{5.2 71а}$$

$$\dot{S} = \Gamma g_0(N - N_t)(1 - \varepsilon S)S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma\gamma \frac{N}{\tau_n}. \tag{5.2.71б}$$

В этих уравнениях S можно рассматривать приближенно как плотность фотонов в многомодовом лазере, если при этом использованы соответствующие эффективные значения γ, ε и g_0 Скоростные уравнения (5 2 71) будут использованы в разд 5 6 прн рассмотренин высокоскоростной модуляции Скоростное уравнение (5 2 54) для чнсла фотонов имеет преимущество по сравнению с уравнением (5 2 71б), в котором необходимо определить коэффициент спонтанной связи γ Если коэффициент спонтанного излучения $n_{спонт}$ известен, то $R_{спонт}$ в (5 2 54) можно получить непосредственно нз (5 2 46) В силу этого и других соображений соотношение (5 2 54) будет использовано как основное в разд 5 5 для анализа спектральной ширины линии

5.2.9. Продольные флуктуации плотности фотонов

Распределение плотности фотонов вдоль оси лазерного резонатора с торцевыми зеркалами при $z = \pm L/2$ с коэффициентами отражения соответственно R_1 и R_2 дается суммой двух распространяющихся в противоположных направлениях потоков

$$S(z) = S_+(0)e^{(\Gamma g - \alpha)z} + S_-(0)e^{-(\Gamma g - \alpha)z}, \qquad (5\ 2\ 72)$$

где $(\Gamma g - \alpha)L \approx -(1/2)\ln R_1R_2$ определяется условием возиикиовения генерации (5 2 22) На зеркалах

$$S_-(L/2) = R_2S_+(L/2), \qquad (5\ 2\ 73а)$$

$$S_+(-L/2) = R_1S_-(-L/2) \qquad (5\ 2\ 73б)$$

и в центре

$$S_+(0) = (R_1R_2)^{1/2}S\ (0) \qquad (5\ 2\ 73в)$$

Для симметричного случая $R_1 = R_2 = R$ плотность фотонов миинмальная при $z=0$ и максимальная при $z=\pm L/2$ [5 26]

$$\frac{S(L/2)}{S(0)} = \frac{1}{2} R^{-1/2}(1 + R) \qquad (5\ 2\ 74)$$

При $R=0{,}3$ отношение, приведенное выше, составляет 1,19 так что в типичном лазере существуют значительные изменения $S(z)$ Для усилителя бегущей волны, у которого $R_1 = R_2 \approx 10^{-3}$, это отношение со

ставляет примерно 500 (разд 5 7 3) Кроме того $S(z)$ характеризует только огибающую оптической интенсивности В общем случае мы имеем дело со стоячей волной с периодом $\lambda/2n_g$

Поток фотонов, проходящий через каждое зеркало, в общем случае записывается в виде

$$F_1 = v_g(1 - R_2)S_+(L/2) \qquad (5\ 2\ 75а)$$

$$F_1 = v_g(1 - R_1)S_-(-L/2) =$$

$$= v_g(1 - R_1)(R_2/R_1)^{1/2}S_+(L/2) \qquad (5\ 2\ 75б)$$

Выходная **мощность** с каждого торца, связанная с $F_{1\,2}$ [5 26], дается выражением

$$P_{1\,2} = (\hbar\omega)(wh/\Gamma)F_{1\,2} \qquad (5\ 2\ 76)$$

В симметричном случае это выражение принимает вид

$$P_1 = P_2 = \frac{v_g}{2}(\hbar\omega)\left[\frac{wh}{\Gamma}\right]\frac{(1 \quad R)}{R^{1/2}}\,S(0) \qquad (5\ 2\ 77а)$$

Альтернативный путь определения P_1 и P_2 состоит в определении числа фотонов, излученных через зеркало За период равный времени жизни фотона τ_p, каждый из фотонов в модовом объеме теряется в результате внутренних потерь или потерь на излучение через зеркала Число фотонов, теряемых через зеркало за это время, равно

$$I\alpha_m/2(\alpha_m + \alpha)$$

здесь $\alpha_m = L^{-1}\ln(1/R)$ — потери на излучение через зеркало, а $(\alpha_m + \alpha)$ — общие потери Используя (5 2 27б) для τ_p, выходную мощность на поверхности зеркала (при $R_1 = R_2 = R$) можно представить в виде

$$P_1 = P_2 = (v_g/2)(\hbar\omega)\alpha_m I \qquad (5\ 2\ 77б)$$

или

$$P_1 = P_2 - (v_g/2)(\hbar\omega)(wh/\Gamma)\ \ln(1/R)S, \qquad (5\ 2\ 77в)$$

где S — средняя плотность фотонов в модовом объеме Выражение (5 2 77в) является приближенно тем же самым, что и (5 2 77а), поскольку

$$\ln(1/R) \approx (1 - R)/R^{1/2}$$

при $R \approx 1$

Отношение мощностей, выходящих через каждое зеркало в асимметричном случае, в соответствии с (5.2 76а) дается выражением

$$P_1/P_2 = (R_2/R_1)^{1/2}(1 - R_1)/(1 - R_2) = \eta_1/\eta_2, \quad (5\ 2\ 78)$$

где η_1 и η_2 — *внешние квантовые эффективности* для зеркал 1 и 2 (определяемые ниже) Как показано в (5 2 72), выражение (5 2 78) справедливо только в случае превышения порога Второе равенство в этом выражении справедливо до тех пор, пока $P_{1,2}$ увеличивается линейно с J над порогом, а внешняя квантовая эффективность $\eta_{1\,2}$ пропорциональна $P_{1,2}/(J - J_{пор})$ Более строгий вывод мы дадим ниже Выражение (5 2 78) иногда оказывается удобным для вычисления неизвестного коэффициента отражения R_1, если другой коэффициент отражения R_2 известен, как, например, при использовании просветляющего покрытия (ПП) в лазере с резонатором на сколах и в случае, когда зависимость P от J близка к идеальной (т е чуть выше порога) В разд 5 2 11 мы приведем другой метод определения R_1 по известному R_2, который более удобен в случае $R \to 0$

Полное число фотонов вынужденного излучения, генерируемых в единицу времени в резонаторе, может быть получено путем интегрирования величины $v_g g S(z)$ по модовому объему whL/Γ, где $S(z)$ дается выражением (5 2 72) Каждый добавочный электрон сверх порога, инжектированный в активную область, производит вынужденный фотон Если допустить, что часть $(1 - \eta_i)$ внешнего тока I_d, подведенного к клеммам устройства, растекается вокруг активной области или теряется за счет безызлучательной рекомбинации, а оставшаяся часть η_i проходит через активную область, то ток, инжектированный в активную область, равен $I_a = \eta_i I_d$ Число теряемых электронов или число генерируемых фотонов в единицу времени в модовом объеме записывается в виде

$$\frac{\eta_i}{e}(I_d - I_{пор}) = 2\Gamma g v_g \left[\frac{whL}{\Gamma}\right]\left[\ln\frac{1}{R_1R_2}\right] \times$$
$$\times \left[1 - \sqrt{R_1R_2}\right]\left[1 + \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}\right]S_+(L/2), \quad (5\ 2.79)$$

где e — заряд электрона *Внешняя квантовая эффективность* определяется как отношение числа фотонов, испущенных *через поверхность торца*, полученного умножением (5 2 75) на wh/Γ, к числу инжектированных электронов в единицу времени

$$\eta_1 = \eta_l \frac{(1 - R_1)(R_2/R_1)^{1/2} \ln (1/R_1R_2)}{2\Gamma gL[1 - (R_1R_2)^{1/2}][1 + (R_2/R_1)^{1/2}]}, \qquad (5\ 2\ 80а)$$

$$\eta_2 = \eta_l \frac{(1 - R_2) \ln (1/R_1R_2)}{2\Gamma gL[1 - (R_1R_2)^{1/2}][1 + (R_2/R_1)^{1/2}]} \qquad (5\ 2\ 80б)$$

Отношение η_1/η_2 дается выражением (5 2 78) При $R_1 = R_2 = R$ общая квантовая эффективность для обоих торцов равна [5 15]

$$\eta_T \equiv \eta_1 + \eta_2 = \eta_l(\ln 1/R)/\Gamma gL \qquad (5\ 2\ 81а)$$

Из уравнения (5 2 22в) следует

$$\eta_T = \eta_l\alpha_m/(\alpha_m + \alpha), \qquad (5\ 2\ 81б)$$

$$\eta_T = \eta_l v_g \alpha_m \tau_p \qquad (5\ 2\ 81в)$$

и при $\Gamma g = \alpha_m + \alpha$

$$\eta_T = \eta_l(\Gamma g - \alpha)/\Gamma g \qquad (5\ 2\ 81г)$$

Выражение (5 2 81а) показывает, что Γg можно вычислить с помощью измерения η_T Выражение (5 2 81б) иллюстрирует, что величина η_T пропорциональна отношению полных потерь за счет выходной связи к общим потерям и что η_T можно увеличить за счет уменьшения как токов утечки, так и отношения общих потерь к потерям на связь Из (5 2 77б) и (5 2 81в) выходная мощность через торец может быть записана в виде

$$P = \frac{\eta_T I\hbar\omega}{2\eta_l\tau_p} = \frac{\eta_T S\hbar\omega w h L}{2\eta_l\tau_p\Gamma} \qquad (5\ 2\ 82)$$

В случае когда требуется лишь один выход, η_1 можно увеличить (а

η_T умеиьшить) за счет нанесения на грань 2 высокоотражающего покрытия так, чтобы $R_2 \approx 1$, $R_1 = R$ Тогда

$$\eta_T = \eta_1 = \eta_i \ln(1/R)/2\Gamma g L = \eta_i \alpha_m / 2(\alpha_m + \alpha), \qquad (5\ 2\ 83а)$$

$$\eta_2 = 0 \qquad (5\ 2\ 83б)$$

Если $\eta_1(RR)$ — квантовая эффективность на торце при $R_1 = R_2 = R$ $\eta_1(R)$ — эффективиость для выходного торца прн $R_1 = R$, $R_2 = 1$, то

$$\eta_1(R) = \eta_1(RR)/[1 - \eta_1(RR)] \qquad (5.2\ 84)$$

5.2 10 Стационарное решение скоростных уравиений

Скоростные уравнения (5 2 68) и (5 2 71) могут быть использованы для анализа установившихся колебаний в лазере вблизи порога [5 28, 5 29] В стационарном состояиии $\dot{N} = \dot{S} = 0$ Рассматривая для простоты одномодовый случай [уравнение (5 2 71)], получаем

$$N = \frac{S/\Gamma g_0 \tau_p + N_t(1 \quad \varepsilon S)S}{(1 \quad \varepsilon S) \ + \gamma/g_0 \tau_n} \qquad (5\ 2\ 85)$$

$$S = \Gamma \tau_p \left[\frac{J}{eh} \quad \frac{N}{\tau_n} (1 \quad \gamma) \right] \qquad (5\ 2\ 86)$$

Объеднняя эти выражения, имеем

$$S = \frac{\Gamma \tau_p J}{eh} - \frac{1}{g_0 \tau_n} \left[\frac{1 + \Gamma g_0 N_t \tau_p (1 \quad \varepsilon S)}{(1 - \varepsilon S) + \gamma / S g_0 \tau_n} \right] (1 - \gamma) \qquad (5\ 2\ 87)$$

Выше порога член $\gamma/Sg_0\tau_n$ является малым Если сжатие усилення также мало ($\varepsilon S \ll 1$), то выражение (5 2 87) при $J > J_{пор}$ приинимает внд

$$S \cong (\Gamma \tau_p / eh)(J - J_{пор}) \qquad (5\ 2\ 88)$$

где

$$J_{пор} = (N_{пор} eh)/\tau_n \qquad (5\ 2\ 89а)$$

— пороговая плотность тока причем

$$N_{пор} = (N_t + 1/\Gamma g_0 \tau_p)(1 - \gamma) \quad (5\ 2.89б)$$

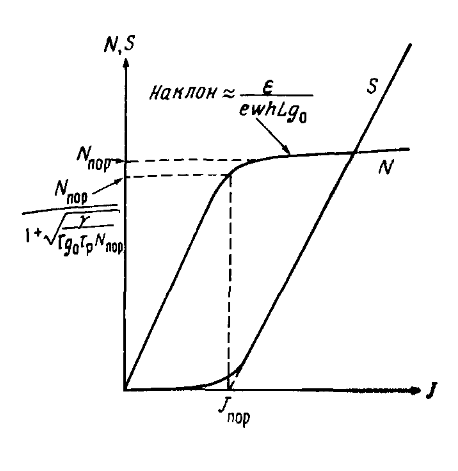


Рис.5.13 Зависимость плотности фотонов S и плотности носителей N от плотности тока J

—номинальная пороговая плотность носителей На рис 5 13 приведены зависимости плотности фотонов от плотности тока Приближенная зависимость (5 2 88) представляет собой прямую линию, которая пересекает горизонтальную ось при $J = J_{пор}$, в то время как точная зависимость (5 2 87) имеет в этой области загиб Несоответствие двух кривых для J выше порога составляет более чем 10% Если выражение для S с помощью (5 2 77) записать через выходную мощность, а J—через управляющий ток I_d, то выражение (5 2 88) дает идеализированую зависимость мощности от тока

$$P = 0, \quad I_d < I_{пор}, \quad (5\ 2\ 90а)$$

$$P = \zeta(I_d - I_{пор}), \quad I_d > I_{пор}, \quad (5\ 2\ 90б)$$

с *крутизной*

$$\zeta = \left.\frac{dP}{dI_d}\right|_{I_d > I_{пор}} = \frac{\eta_l v_g (1 - R)\hbar\omega}{2R^{1/2} e \Gamma g_0 (N_{пор} - N_t) L}, \quad (5\ 2\ 91а)$$

$$\zeta = \left.\frac{dP}{dI_d}\right|_{I_d > I_{пор}} = \frac{\eta_T \hbar\omega}{2e} \quad (5\ 2\ 91б)$$

С помощью выражения (5 2 85) можно показать, что плотность электроиов ие строго фиксирована выше порога Полагая в (5 2.85) $S \to \infty$, при малых γ получаем

$$N = N_t + 1/[\Gamma g_0 \tau_p (1 - \varepsilon S)] \quad (5\ 2\ 92а)$$

В случае $\varepsilon S \ll 1$ это выражение можно записать **в следующем** приближении (при $I_d > I_{пор}$)

$$N \cong N_{пор} + \varepsilon S/\Gamma g_0 \tau_p \quad (5\ 2\ 92б)$$

В правой части последиего выражения первый член является коистаитой, второй же член возрастает с S Полное установление N имеет место только при $\varepsilon = 0$ На рис 5 13 также приведена зависимость N от плотиости тока J Заметим, что пороговая плотиость носителей иесколько меньше, чем иоминальное значеиие $N_{пор}$ Используя (5 2 89а), (5 2 87) и (5 2 85), можно показать, что действительная плотиость иосителей при пороге дается выражеиием

$$N|_{J=J_{пор}} = \frac{N_{пор}}{1 + \sqrt{\gamma/\Gamma g_0 \tau_p N_{пор}}} \quad (5\ 2\ 93)$$

В случае малых S (ииже порога), $S \ll \gamma/\tau_n g_0$, **выражения** (5 2 85) и (5 2 86) принимают вид

$$N = \frac{g_0 N_{пор} \tau_n}{(1 - \gamma)\gamma} S, \quad (5\ 2\ 94а)$$

$$\frac{J}{eh} = \left[\frac{N_{пор} g_0}{\gamma} + \frac{1}{\Gamma \tau_p}\right] S, \quad (5\ 2\ 94б)$$

откуда следует, что плотиость фотоиов спонтанного излучения в лазериой моде увеличивается с ростом J и устройство работает подобно светоизлучающему диоду (СИД) Хотя ниже мы покажем, что g_0 можно исключить из этих выражений, вынужденное излучеиие дает свой вклад в выходиое излучеиие в светлоизлучающем режиме, т е иже порога

Подставляя (5 2 89б) и (5 2 93) в (5 2 53) и учитывая малость величин γ и ε, коэффициеит спонтаиной эмиссии $n_{спонт}$ можно записать в виде

$$n_{спонт} = 1 + \Gamma g_0 N_t \tau_p. \quad (5\ 2\ 95)$$

Спектральные характеристики *многомодового* лазера можно приблизительно объяснить с помощью стационарного скоростного уравнения для фотонов Подставляя в (5 2 68б) $\dot{S}_m = 0$, получаем

$$S_m = \frac{\gamma \Gamma N / \tau_n}{1/\tau_p - \Gamma g_m(N - N_t)(1 \quad \varepsilon S_m)}, \qquad (5\ 2\ 96)$$

здесь, как уже было показано выше, коэффициент усиления g_m максимален для центральной моды и уменьшается при $|m| > 0$ в соответствии с близкой к параболе кривой усиления, а член в знаменателе $1/\tau_p$, характеризующий потерн, является константой Для центральной моды член модового усиления $\Gamma g_m(N - N_t)(1 - \varepsilon S_0)$ почти равен величине $1/\tau_p$, а S_0 велико Поскольку g_m меньше для боковых мод, амплитуды этих мод меньше амплитуды центральной моды Для данной величины S_0 эта дискриминация боковых мод тем больше, чем меньше коэффициент

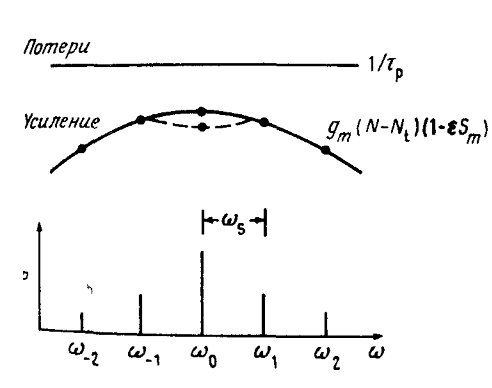


Рис.5.14. Спектральные зависимости потерь и усиления с учетом спектрального выжигания провала Также показан спектр продольных мод лазера

спонтанной эмиссии в числителе, а также чем больше модовое разделение, которое растет с уменьшением L [5 26] Это иллюстрирует рис 5 14, на котором приведены кривые потерь и усиления в зависимости от частоты Для случая $S_0 = 1$ пространственное разделение между кривыми при ω_0 точно равно коэффициенту спонтанной эмиссии в числителе При большом S_0 член $1 - \varepsilon S_0$, соответствующий сжатию усиления, благодаря спектральному выжиганию провала уменьшает усиление для S_0, как показано штриховой кривой на рис 5 14, что позволяет другим модам достигать соизмеримых плотностей фотонов Таким образом, попытки уменьшить γ и L не всегда приводят к получению генерации на одной продольной моде

5.2.11. Измерение модового отражения и лазерного усиления

В случае когда в лазере не обеспечены пороговые условия, на его выходе мы имеем спектр спонтанного излучения, промодулированного благодаря торцевым зеркалам резонансами Фабри—Перо Измеренную глубину модуляции можно использовать для вычисления лазерного усиления ниже порога [5 30] или модового отражения на торцевых зеркалах [5 31]

Рассмотрим лазерную структуру, показанную на рис 5 5 Будем считать, что спонтанное излучение при $z = L/2$ создает электрическое поле $E(0)$, которое отражается при $L/2$, проходит до $-L/2$, снова отражается и возвращается к $L/2$ Мощность, прошедшая через торец с $R_2 (= r_2^2)$ после бесконечного числа проходов оказывается равной $|E(0)|^2(1 - R_2)|1 - \hat{\alpha}|^2$, где

$$\hat{\alpha} = \sqrt{R_1 R_2} \exp [(\Gamma g - \alpha)L + j2\beta L] \quad (5\ 2\ 97)$$

Если проинтегрировать эффект по z в области $-L/2 \le z \le L/2$, то выходная мощность запишется в виде

$$P = P'(1 - R_2)/|1 - \hat{\alpha}|^2, \quad (5\ 2\ 98)$$

где P' —мощность спонтанного излучения, проинтегрированная по всему активному объему Благодаря наличию фазового множителя в (5 2 97) спектр $P(\lambda)$ имеет максимумы и минимумы Коэффициент модуляции m выходного спектра не зависит от P' и имеет вид

$$m = \frac{P_{\text{макс}} - P_{\text{мин}}}{P_{\text{макс}} + P_{\text{мин}}} \quad (5\ 2\ 99)$$

Модулированный спектр показан на рис 5 15 Величины $P_{\text{макс}}$ и $P_{\text{мин}}$ наиболее легко измеряются вблизи пика спектральной огибающей Используя (5 2 98), находим

$$m = 2|\hat{a}|/(1 + |\hat{a}|^2), \quad (5\ 2\ 100а)$$

$$m \approx 2|\hat{a}|, \qquad |\hat{a}| \ll 1 \quad (5\ 2\ 100б)$$

Таким образом, измеряя m, определяем также и $|\hat{a}|$

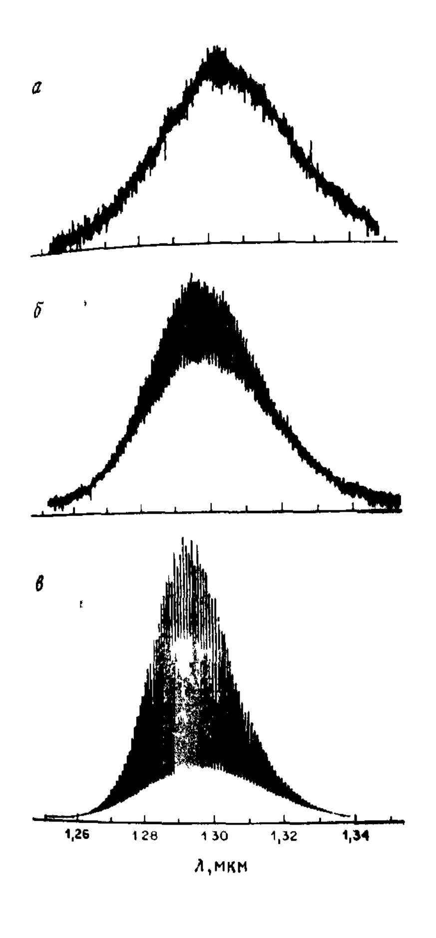


Рис. 5.15. Модулированные спектры спонтанного излучения лазера, работающего ниже порога как торцевой светоизлучающий диод [5.31]. *а* — I = 75 мА, m = 0,12 × 40, *б* — I = 125 мА, m = 0,23 × 10, *в* — I = 250 мА, m = 0,69

Если мы имеем симметричный лазер с зеркалами на сколах с коэффициентами отражения $R_1 = R_2 = R_l$, то ниже порога ($I_d \leq I_{пор}$) $|\hat{a}| \approx 1$ и из (5.2.97) получаем

$$R_l^2 = \exp\,[-2(\Gamma g - \alpha)L], \quad I_d \leq I_{пор} \qquad (5.2.101)$$

Если теперь зеркала имеют отражающие покрытия, так что коэффициенты

отражения становятся равными R_1 и R_2, то $|\hat{a}|$ дается выражением (5 2 97) Если $I_d = I_{пор}$ для лазера без отражающих покрытий, то справедливо выражение (5 2 101) и

$$R_1R_2 = (|\hat{a}|R_l)^2, \quad I_d \le I_{пор} \tag{5 2 102}$$

Таким образом, измеряя $|\hat{a}|$ для лазера с зеркалами с покрытием и используя модулированный спектр спонтанного излучения при $I_d \ge I_{пор}$ и если R_l известно для лазера на сколах, получаем R_1R_2 Коэффициент отражения R_2 можно определить, если а) $R_1 = R_l$ (без покрытия), б) $R_1 = R_2$(оба с покрытием) или в) $R_1 \approx 1$ (с высокоотражающим покрытием) Если $R_2 \ll 1$ то в случае в) мы получим наиболее точный результат, а в случае б) — наименее точный, поскольку трудно получить надежные измерения для $m < 0{,}1$

В выражениях (5 2 101) и (5 2 102) не учитывается то, что вблизи порога устанавливается стационарное усиление В общем случае когда $R_1R_2 \ll R_l^2$, порог для лазера, у которого зеркала имеют покрытие, много выше чем $I_{пор}$ для исходного лазера (без покрытия) В результате коэффициент усиления при $I_{пор}$ не устанавливается при $|\hat{a}|$, измеренном в (5 2 102) С другой стороны, коэффициент усиления в (5 2 101) вблизи порога, где плотность фотонов может быть существенной, такой, что g, в (5 2 101) при $I_{пор}$ может быть меньше чем в (5 2 102), и

$$R_1R_2 = (f|\hat{a}|R_l)^2, \tag{5 2 103}$$

здесь f — множитель, больший единицы Таким образом, пренебрегая эффектами установления, получаем значение R_1R_2, которое меньше истинного Тем не менее мы ожидаем, что по крайней мере для одномодовых лазеров, у которых γ мало, плотность фотонов (ниже порога), как следует из (5 2 94), будет очень малой (см также [5 28]) Тогда с учетом реализуемой точности измерения m установлением можно пренебречь

Рассмотренный выше метод особенно удобен в случае малых значений R_1R_2, поскольку устройство с покрытием имеет очень высокий пороговый ток Тепловые эффекты могут сделать невозможным использование метода, обсуждаемого в связи с соотношением (5 2 78), которое требует, чтобы устройство с покрытием работало выше порога Третий метод измерения отражения на торцах, который заключается в измере-

нии резкости внешнего резонатора, состоящего из лазерного торца и торца оптического волокна, описывается в работе [5 32]

5.3. СТРУКТУРЫ ДЛЯ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД

Лазеры, которые мы до сих пор рассматривали представляют собой двумерные (планарные) структуры, подобные приведенным на рис 5 1 и 5 3, у которых поле однородно по оси y В данном разделе мы рассмотрим лазеры с ограничением мод в поперечном направлении Было предложено большое количество структур, обеспечивающих ограничение поперечных мод, на основе материалов как GaAlAs, так и InGaAsP После краткого обсуждения волноводного усиления изучим некоторые характерные структуры, которые позволяют обеспечить ограничение мод в поперечном направлении посредством создания оптического волновода В работе [5 5, Pt A] дается обзор методов эпитаксиального роста с помощью которых могут быть изготовлены слоистые или заращенные (где необходимо) структуры Некоторые дополнительные структуры рассматриваются в работах [5 33, 5 35]

5.3.1. Лазер с полосковой геометрией; блокирующий слой

Лазер с широкой площадью контакта показанный на рис 5 1, представляет собой наипростейшую лазерную структуру Самой простой структурой, которая обеспечивает ограничение оптического поля в поперечном направлении является лазер с полосковой геометрией показанной на рис 5 16 Ограничение возникает благодаря тому что усиление имеет место только под узкой полоской контакта Типичные размеры такой структуры следующие длина 200—400 мкм, ширина 300—500 мкм ширина полоски $W = 5-10$ мкм и толщина активного слоя $h = 0{,}1-0{,}2$ мкм Зеркальные грани обычно скалываются, а ширина чипа выбирается произвольной Изолирующие слои из Si_3N_4 или SiO_2, которые и определяют полоску, обычно имеют толщину 0,1—0,2 мкм и покрывают бо́льшую часть площади чипа Контакт над этим диэлектрическим слоем приводит к увеличению шунтирующей емкости, которая наряду с контактным объемным сопротивлениями между полоской и активным слоем может ограничить модуляционную характеристику (разд 5 6) С целью уменьшения этой емкости вблизи контактной полоски может быть протравлена меза

Ток от контактной полоски растекается в ширину больше чем W, благодаря толщине покровного слоя (~2 мкм) и высокой проводимости

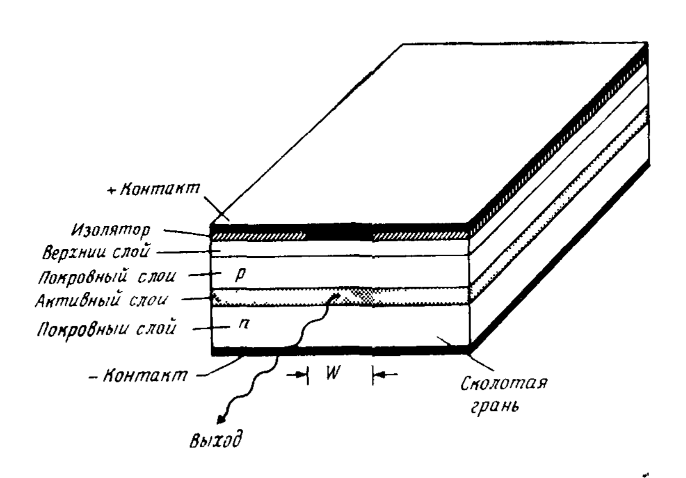


Рис 5 16 Схема гетероструктурного лазера полосковой **геометрии** Изолятором служит SiO_2 или Si_3N_4

верхнего слоя (для получения низкого омического сопротивления этот слой легируют тяжелыми частицами) Поэтому усиление может быть положительным но недостаточно определенным по ширине возбужденной части активного слоя Модовые свойства в плоскости перехода также неопределенны и на выходе обычно получают многомодовый режим как в продольном так и в поперечном направлениях с искривленным волновым фронтом на зеркальных торцах Такой лазер называют лазером *с диссипативным ограничением* у которого поперечная протяженность пучка определяется лишь током инжекции Лазеры с диссипативным ограничением имеют меньшую эффективность чем устройства у которых ток инжекции оптическая мода и возбужденные носители ограничены в одной и той же узкой подобной карандашу области Кроме того поперечное ограничение оптического пучка может гарантировать распространение основной поперечной моды (в плоскости перехода и перпендикулярно ему) что важно для эффективной связи лазера с одномодовым волокном В следующем разделе будут рассмотрены лазерные структуры в которых реализуется такое тройное ограничение Прежде всего упомянем о методе который позволяет достичь лучшего ограничения тока по сравнению с методом который использует узкую контактную полоску

На рис 5 17 показано поперечное сечение лазера с *V*-образной

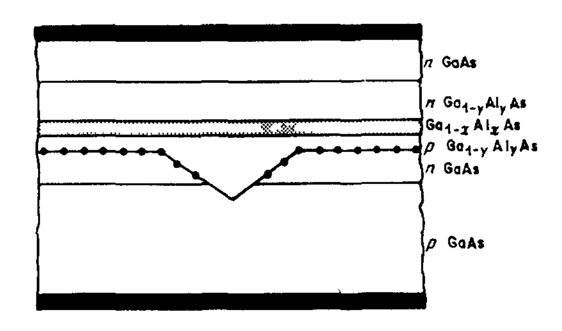


Рис 5 17 Поперечное сечение лазера с V образной полосковой канавкой в подложке ($x < y$) Точками показан блокирующий переход [5 36]

полосковой канавкой в подложке (VSIS) [5 36] В отличие от большинства лазеров описываемых здесь, этот лазер изготавливается на подложке из *p* GaAs несмотря на то что подложки *n* типа предпочтительнее поскольку считают что эпитаксиальный рост идет в этом случае лучше и омический контакт полоски *n* типа имеет более низкое сопротивление Активный слой из $Ga_{1-x}Al_xAs$ имеет более высокий показатель преломления и меньшую ширину запрещенной зоны чем покровные слои из $Ga_{1-y}Al_yAs$ ($x < y$) *Блокирующий слой n* GaAs служит для ограничения тока до апертуры шириной 2 мкм V образной канавки, которое достигается с помощью *p*—*n* перехода с отрицательным смещением (показанного на рис 5 17 и последующих диаграммах структур жирными точками) расположенного на расстоянии порядка 0,6 мкм от активного слоя Таким образом, в активный слой инжектируется лишь узкая полоска тока, что обеспечивает низкий уровень порогового тока и приводит к ограничению поперечных мод в боковом направлении Дальнейшее модовое ограничение происходит косвенным путем благодаря тому что поле за пределами активного слоя слабо удерживается тонким (толщиной 0,08 мкм) активным слоем и поэтому проникает в блокирующий слой из GaAs Поскольку GaAs имеет потери на лазерной длине волны (~ 720 нм) поле за пределами V образной канавки поглощается, а поскольку показатель преломления у GaAs больше чем у покровных слоев $Ga_{1-y}Al_yAs$, на границе канала возникает скачок показателя преломления (антиволновод) вследствие чего свет частично отражается обратно в область канала Эти лазеры работают, как правило на

близкой к основной поперечной моде и широко используются в оптических проигрывателях на компакт дисках

5.3.2. Гетероструктурные лазеры заращенного типа

Все три способа ограничения тока, фотонов и носителей в обоих поперечных направлениях, как указано выше, могут быть реализованы с помощью гетероструктур заращенного типа Лазеры, которые включают в себя волновод для удержания фотонов в узкой полосе в плоскости $p-n$ перехода, называются лазерами с *рефрактивным ограничением* в отличие от лазеров с диссипативным ограничением Чтобы активная область имела более высокий показатель преломления и меньшую ширину запрещенной зоны, чем окружающие области, методы создания таких структур включают в себя разработку последовательности операций при нанесении слоев, совместимых с методом эпитаксиального роста Для пространственного ограничения носителей необходимо, чтобы скачки валентной зоны ΔE_c и зоны проводимости ΔE_v составляли величину равную нескольким kT

Если скачок эффективного показателя преломления между волноводным слоем и покровными областями в плоскости активного слоя равен $\Delta n_{эфф}$, то в случае работы на основной моде ширина активной области ограничивается величиной [см выражение (5 2 12) и гл 2]

$$W \leq \lambda/[2(2n\Delta n_{эфф})^{1/2}] \qquad (5\ 3\ 1)$$

В действительности мы будем иметь лазер, генерирующий на основной моде, даже если ширина активного слоя в несколько раз больше той которой она ограничена в (5 3 1), поскольку для поперечных мод более высоких порядков величина $\Gamma g - \alpha$ меньше

Гетероструктурный InGaAsP лазер на основе заращенной мезаполосковой структуры (etched mesa buried heterostructure (EMBH) laser) показанный на рис 5 18, может быть изготовлен с помощью жидкофазной эпитаксии (liquid phase epitaxy—LPE) [5 5, Pt A] Планарная слоистая структура, состоящая из активного слоя, окруженного p и n InP покровными слоями, протравливается для образования мезаполоски (мезы) с шириной активного слоя W Для формирования бокового обрамления и слоя, блокирующего ток, поверх мезы наращиваются дополнительные слои p и n InP

Обычно ширина мезаполоски для лазера с одной поперечной модой составляет 1,5 мкм Если активная область представляет собой InGaAsP с шириной запрещенной зоны 1,3 мкм, а покровные слои обра

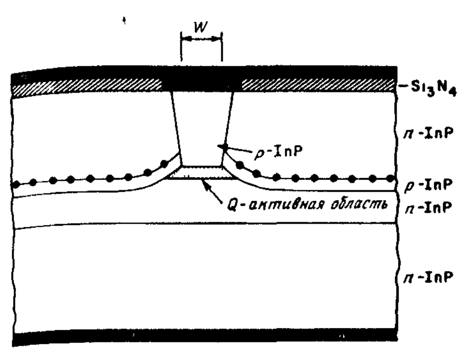


Рис.5.18 Схематическое представление лазера на основе заращенной мезаполосковой структуры (EMBH) Q = InGaAsP

зованы из InP, то разница в показателях преломления будет 0,4, как показано на рис 5 4 Для планарного волновода с толщиной активного слоя 0,15 мкм с помощью рис 5 8 получаем $V \approx 1$ и $\Gamma \approx 0,3$ Грубая оценка скачка $\Delta n_{эфф}$ эффективного показателя преломления в боковых направлениях дает $\Delta n_{эфф} \approx 0,3 \times 0,4 = 0,12$, и с помощью величины Г, указанной выше, с учетом скачка показателя преломления планарного волновода из выражения (5 3 1) имеем идеальное значение $W \leq 0,75$ мкм Однако для реальной толщины $W = 1,5$ мкм из (5 2 12) находим, что эффективное значение V в боковом направлении равно

$$V_{эфф} = \frac{2\pi}{\lambda} W \left[2n\Delta n_{эфф}\right]^{1/2} \approx 6,4 \qquad (5\ 3\ 2)$$

Отсюда с учетом (5 2 13) следует, что в таком волноводе могут распространяться три поперечные моды, хотя в действительности лишь одна основная мода имеет достаточный для генерации коэффициент усиления

Жесткость требований к технологическим операциям затрудняет создание EMBH лазеров с хорошими характеристиками а) для получения режима работы на основной моде ширина вытравленной мезаполоски должна тщательно контролироваться, б) травление мезы не должно вводить существенных центров безызлучательной рекомбинации на краях мезы, в) положение блокирующего перехода (показан на рис 5 18 точками) должно достаточно точно совпадать с активным слоем, такое совпадение необходимо для предотвращения токов утечки [5 33] при прямом смещении на $p-n$ переходе вблизи активной области, г) заращивающие слои должны быть однородны по толщине, это требование связано с

предотвращением закорачивания или утечки из активной области и обеспечением плоскостности верхней поверхности, необходимой для последующих операций

Двухканальный планарный лазер с заращенной гетероструктурой (double channel planar buried heterostructure—DCPBH), приведенный на рис 5 19, в некоторой степени снимает эти проблемы Использование жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) для роста и заращивания при создании таких лазеров на основе InGaAsP позволяет получить наилучшие характеристики по выходной мощности, действие при высоких температурах и низкий пороговый ток на длинах волн 1,3 мкм [5 33, 5 38] и 1,55 мкм [5 33, 5 39] Формирование мезы предпочтительнее осуществлять не вытравливанием ее из широкой площади, как в EMBH лазере, а вытравливанием двух узких (шириной 10 мкм) каналов, определяющих активную область, в планарной эпитаксиальной структуре В этом случае наращивание происходит только в узкой, прилегающей к активной, области, что обеспечивает хорошую воспроизводимость и высокое качество Удаленные области остаются почти планарными, и токи утечки через $p-n-p$ транзистор в этой области малы даже при высоких управляющих токах

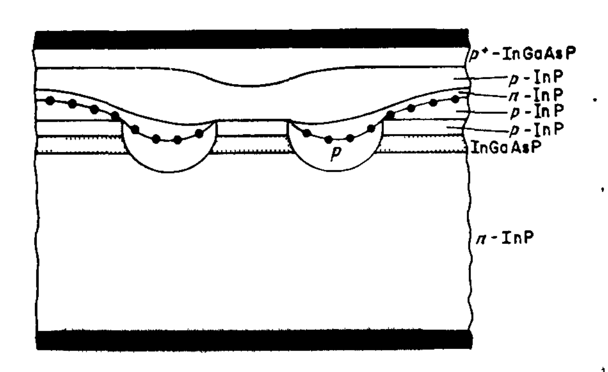


Рис. 5.19. Схематическое представление лазера на основе заращенной мезаполосковой структуры с двойным каналом (DCPBH)

Блокирующие переходы могут быть полностью устранены в EMBH и DCPBH структурах, если при заращивании нанести легированный железом полуизолирующий (SI) слой InP с помощью газофазной эпитаксии или газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений [5 40] За

этим слоем следует высокопроводящий верхний слой *p* InGaAsP Благодаря тому, что на месте толстого SI слоя располагается тонкий Si_3N_4 слой, уменьшаются ток утечки и емкостное сопротивление, что позволяет получать большую выходную мощность и высокую скорость повторения импульсов

Представленный на рис 5 20 лазер заращенного типа с канавкой в подложке (CSBH лазер) (или лазер с V образной канавкой) [5 33, 5 34, 5 41] менее критичен к процессам изготовления, чем рассмотренные выше устройства, но может иметь худшие характеристики по току утечки Чтобы точно определить границы V образной канавки в подложке, содержащей эпитаксиальный *p* InP слой на *n* InP подложке, используется селективное химическое травление по кристаллографическому направлению [111A] Последовательное заращивание с помощью жидкофазной эпитаксии заполняет V образную канавку, в результате чего образуется активная область линзоподобной формы, окруженная блокирующими переходами Верхняя поверхность при этом оказывается достаточно плоской Однако на краях V образной канавки возникает при прямом смещении довольно большой ток утечки

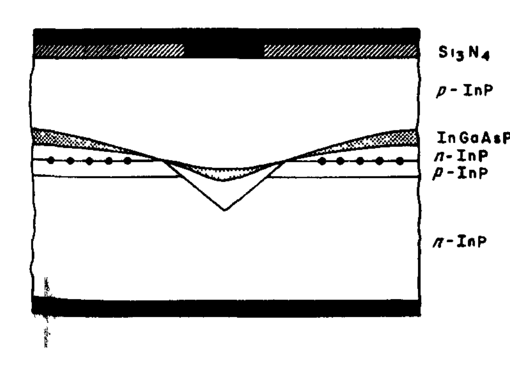


Рис.5.20. Схематическое представление лазера заращенного типа с канавкой в подложке (CSBH)

Все три рассмотренные заращенные гетероструктуры основывались на жидкофазной эпитаксии Однако планарные эпитаксиальные структуры могут быть изготовлены и другими методами, такими, как эпитаксия из молекулярных пучков (ЭМП), газофазная эпитаксия (ГФЭ) или газофазная эпитаксия с использованием металлоогранических соединений (ГФЭМОС) Однако заращивание обычно проводится с помощью ЖФЭ Показанный на рис 5 21 лазер на ограниченной мезаполосковой заращенной гетероструктуре, меза которого сужается кверху (constricted-mesa

buried heterostructure — CMBH лазер), реализуется с помощью газофазного заращивания и имеет меньшую шунтирующую емкость. Меза шириной примерно 10 мкм вытравливается в планарной структуре посредством боковых каналов. Последующее селективное химическое травление позволяет сузить активный слой до ширины 1,5 мкм. Для заполнения открытых областей используются разные методы, включающие массовый перенос InP из окружающей среды [5.42], газофазное заращивание InP [5.43] или термическое напыление SiO_2 с последующим заполнением полиамидом [5.44]. Преимущества последней структуры состоят в значительном уменьшении шунтирующей емкости благодаря толстому слою полиамидного диэлектрика, токовому ограничению с помощью SiO_2 безъемкостного перехода с обратным смещением и возможности уменьшения ширины активной области благодаря скачку показателя преломления в боковом направлении. Эти устройства имеют исключительно быстродействующие модуляционные характеристики (разд. 5.5). В этих устройствах, у которых боковые области, примыкающие к активной полоске, состоят из InP, ограничение тока происходит благодаря более высокому сопротивлению $p-n$ перехода с большей шириной запрещенной зоны.

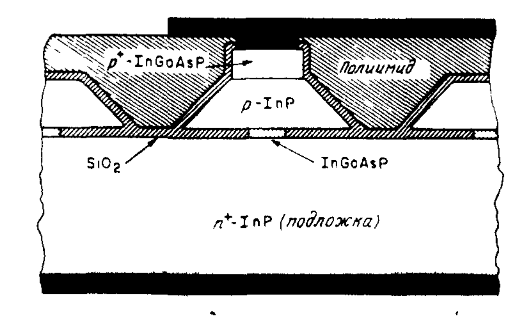


Рис. 5.21. Схематическое представление лазера заращенного типа с ограниченной мезой (CMBH) [5.44].

С целью уменьшения шунтирующей емкости, а также чтобы иметь возможность объединить *интегральную оптоэлектронную схему* и полевой транзистор на едином чипе, некоторые из этих заращенных гетероструктур выращиваются на *подложках* SI [5.28]. В качестве примера такого устройства на рис. 5.22 приведена схема лазера заращенного типа на мезаподложке с серповидным сечением активной области (three channel buried crescent — TCBC лазер) [5.45]. Заращенная серповидная область формируется в подложке с тремя каналами таким же образом, как и лазер с заращенной гетероструктурой с каналом в под

ложке Инжекционный ток течет от верхнего n контакта через p InP, серповидную область InGaAsP и p InP к участку, легированному Zn, который располагается в нижнем углу p InP Этот токовый путь ограничивает эффективную ширину конденсатора на Si_3N_4, в результате чего уменьшается паразитная емкость Ток утечки ограничивается каналами SI Полевой транзистор может быть размещен на подложке SI.

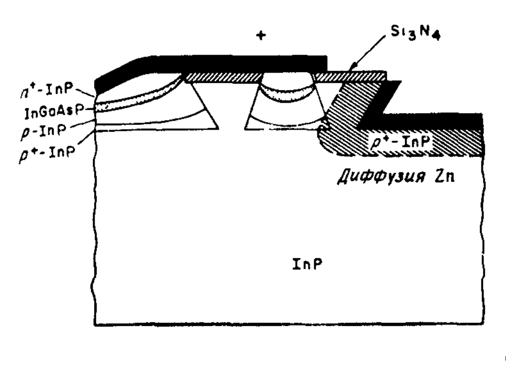


Рис.5.22. Схематическое представление трехканального лазера заращенного типа с серповидным сечением активной области (ТСВС) [5 45]

5.3.3. Лазеры иа гребневом волноводе

Процесс создания гетероструктурных лазеров заращенного типа достаточно сложен, поскольку включает в себя этап заращивания Кроме того, возникают дополнительные трудности при эпитаксиальном росте на непланарную подложку Процесс осложняется загрязнением при наращивании слоя на не защищенную от воздуха поверхность, а также при фотолитографических операциях Первичный рост обычно производят на протравленную и очищенную поверхность, и первый эпитаксиальный буферный слой растят достаточно толстым, чтобы достичь равновесия Предупредить возможные загрязнения при этом практически очень трудно Чтобы обеспечить боковое ограничение волновода без заращивания, можно использовать метод иагруженной гребневой полоски Однако в этом случае приходится жертвовать боковым ограничением носителей Тем не менее плотность порогового тока лазера на гребневом волноводе сравнима с плотностью тока для гетероструктурного лазера заращенного типа Этот факт предположительно можно объяснить тем, что безызлучательная рекомбинация на заращенной поверхности и токи утечки в гетероструктурных лазерах заращенного типа компенсируют отсутствие хорошего ограничения иосителей

Лазеры на гребневом волноводе первоначально рассматривались в системе GaAlAs [5 46] Система InGaAsP допускает некоторые варианты гребневых структур, которые могут быть достоточно просто изготовлены методом травления через маску Структура, приведенная на рис 5 23 [5 47—5 49], была использована для демонстрации первого одномодового лазера напрерывного действия на 1,5 мкм [5 50] Исходная структура содержала активный слой InGaAsP толщиной около 0,15 мкм, окруженный *p* и *n* слоями В симметричном случае эти слои имели более низкий показатель преломления, чем InGaAsP, в асимметричном же случае *p* слой имел более низкий показатель преломления, чем InGaAsP, а *n* слоем служил PInGaAsP Толщина *p* слоя InGaAsP составляла 0,15 мкм Следующий *p* слой представлял собой InP толщиной 2 мкм, за которым следовал сильнолегированный p^+ InGaAsP верхний слой Гребень шириной 3—5 мкм формировался путем вытравливания

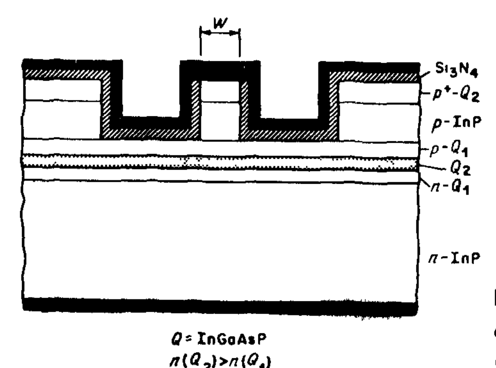


Рис. 5.23. Схематическое представление лазера с гребневым волноводом (RW) [5 47]

двух канавок шириной 10 мкм При этом использовалось селективное химическое травление InP, которое автоматически прекращалось на поверхности покровного слоя *p* InGaAsP и одновременно позволяло получать вертикальные $(1\bar{1}0)$ стенки гребневого волновода Контакты прикладывались к вершине гребневого волновода через окно в изолирующем слое Si_3N_4 Поскольку гребень ограничивал ток в активной области шириной 0,15 мкм, растеканием тока можно было пренебречь, и исчезла необходимость в блокирующих переходах

Боковое ограничение волновода имеет место благодаря тому, что эффективный показатель преломления под гребнем оказывается больше, чем в области канавок Это обусловлено тем, что поле в сформированной области экспоненциально проникает в *p* InP, а затем в слой Si_3N_4

с более низким показателем преломления Скачок эффективного показателя преломления в боковой области можно оценить из кривых, приведенных в гл 2 для двух типов плоского волновода, с помощью метода эффективного показателя преломления (гл 2, [5 47]) Скачок показателя преломления в боковом направлении имеет, как правило, величину порядка 0,02, что дает $V = 8$ при $\lambda = 1,5$ мкм для гребня шириной 5 мкм При этом номинальное число допустимых поперечных мод равно трем, хотя только основная мода имеет достаточное усиление даже при двойном превышении порогового тока Поскольку скачок эффективного показателя преломления в боковом направлении того же порядка величины, что и уменьшение показателя преломления благодаря току инжекции, можно ожидать даже меньший размер волновода в боковом направлении и меньшее значение V при пороге Действительно, вызывает удивление, что в случае исчезновения рефрактивного ограничения при превышении порога возникает направляющий эффект усиления Тем не менее измерения профиля выходного пучка показывают, что перетяжка пучка достигается на зеркале, что указывает на рефрактивное ограничение, а не на ограничение внутри лазера — эффект, который указывал бы на диссипативное ограничение [5 47] Этот фактор может помочь сохранить скачок показателя преломления при некотором растекании тока через покровные слои за пределы ширины гребня

Благодаря слабому боковому ограничению ширина активной области может быть в три раза больше, чем у гетероструктурных лазеров заращенного типа Это означает, что снижаются требования к допустимым отклонениям и, кроме того, по сравнению с лазерами заращенного типа уменьшаются контактные и объемные последовательные сопротивления Меньшая результирующая постоянная времени RC уменьшает спад модуляционной характеристики на высоких частотах, однако увеличенная ширина активной области снижает максимально достижимую ширину полосы модуляции при данной выходной мощности (разд 5 6)

В последних публикациях по лазерам на гребневых волноводах с узкими гребнями шириной 1,5—3,5 мкм показано, что пороги таких лазеров сравнимы с порогами заращенных структур на длинах волн 1,3 мкм [5 51] и 1,5 мкм [5 52] Имеется сообщение о том, что в случае $\lambda = 1,5$ мкм пороговый ток в непрерывном режиме при температуре 20 °С для ширины гребня 3,5 мкм равен 18 мА Эти лазеры работали свыше 10 000 ч при температуре 50 °С с выходной мощностью 5 мВт Отсутствие бокового ограничения носителей в гребневых лазерах, по видимому, сбалансировано безызлучательной рекомбинацией на краях заращенного активного слоя и током утечки через блокирующий слой

Гетероэпитаксиальный лазер с наращенным гребнем (hetero epitaxial ridge overgrown — HRO) [5 53 5 54], показанный на рис 5 24 представляет собой лазер на гребневых волноводах у которых гребень выращен путем вторичного заращивания с помощью молекулярно пучковой эпитаксии, что более предпочтительно, чем травление законченной слоистой эпитаксиальной структуры Для изготовления такого лазера на слоистую структуру содержащую активный слой InGaAsP и верхний покровный слой InGaAsP, наносится слой SiO_2 Затем в SiO_2 открываются полосковые окна шириной 3—5 мкм и на открывшуюся слоистую структуру наращивается p InP с помощью жидкофазной эпитаксии Заращивание производится только в области окон и InP быстро нарастает по толщине в виде грибообразного слоя поверх SiO_2, формируя гребневую полоску толщиной несколько микрометров Можно затем добавить контактный слой InGaAsP с металлизированной поверхностью Окно в SiO_2 обеспечивает токовое ограничение самоустанавливающееся в направлении гребня

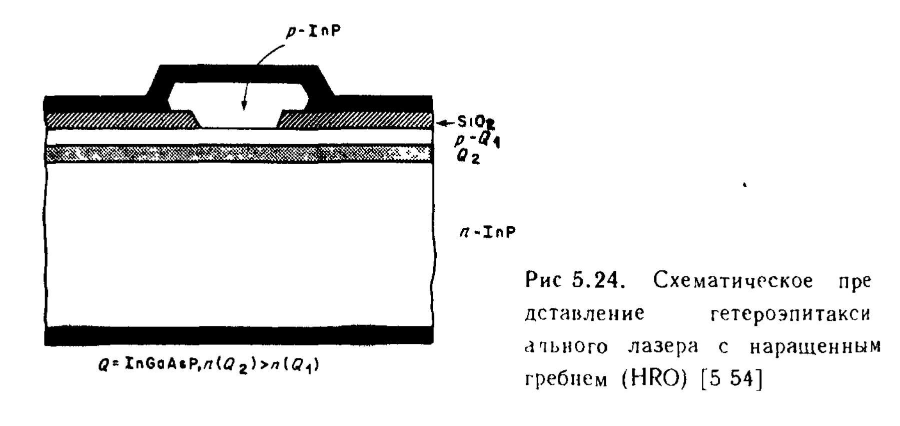


Рис 5.24. Схематическое представление гетероэпитаксиального лазера с наращенным гребнем (HRO) [5 54]

Другой вариант лазера с нагруженным гребневым волноводом представляет собой лазер с инвертированным направляющим утолщением (inverted rib — IR) [5 55, 5 56] показанный на рис 5 25 В этом устройстве слой InGaAsP наращивается над канавкой в подложке InP и тем самым формируется гребневый инвертированный волновод, а затем наращиваются активный и покровные слои Токовое ограничение может быть обеспечено полосковым контактом или как показано на рис 5 25 созданием области с диффузией Zn на пути через блокирующий переход Такая структура обеспечивает несколько более слабое направляющее действие вследствие меньшего скачка показателя преломления между

InGaAsP и InP по сравнению с Si_3N_4 и InP и более слабое токовое ограничение, чем у гребневых лазеров, поскольку полосковый контакт, или блокирующий переход находится в нескольких микрометрах от активного слоя

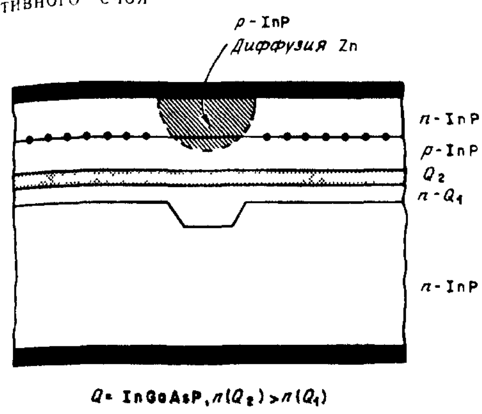


Рис 5.25 Схематическое представление лазера с инвертированным гребнем (IR) [5 55]

5.4 ОГРАНИЧЕНИЕ ПО ПРОДОЛЬНЫМ МОДАМ

В соответствии с формулой (5 2 18в) лазер с резонатором Фабри—Перо (ФП) может генерировать на нескольких продольных модах, разделенных друг от друга угловой частотой $\omega_s = \pi v_g/L$ и перекрывающих спектральный диапазон ~ 20 нм Спектр в режиме непрерывной генерации дает распределение мод по интенсивности которое приближенно определяется, как показано в разд 5 2 10, профилем усиления, спектр, разрешенный во времени, может привести к случайному распределению интенсивности мод по времени И если лазер накачивается импульсным током то число и распределение мод по мощности будут случайными от импульса к импульсу Поскольку время распространения импульса через оптическое волокно с дисперсией является функцией усредненной длины волны генерации эти флуктуации в модовом распределении приведут *к модовому распределению шума* в приемнике благодаря отклонениям во времени прибытия следующих друг за другом импульсов при импульсно кодовой модуляции Кроме того если каждый импульс содержит несколько продольных мод дисперсия волокна приведет к размазыванию импульса и ограничению возможной скорости передачи Поэтому предпочтительным является лазер который стабилизирован для работы на одной продольной моде

В когерентных системах действие на одной продольной моде суще-

ственно для процессов гетеродинного и гомодинного детектирования Кроме того, собственная ширина линии моды ограничивает характеристики системы В этом разделе мы рассмотрим структуры, обеспечивающие работу иа одной продольиой моде и с перестраиваемой длиной волны В разд 5 5 будут изучены вопросы управления шириной линии

Как отмечалось в разд 5 2 10, подавление боковых мод достигается путем использования короткого резонатора Фабри—Перо с эффективной длииой, регулируемой изменением температуры, или тока накачки [см (5 2 18)] таким образом, чтобы частота центральной моды совпадала с пиком усиления Большее межмодовое расстояние увеличивает различие в усилении центральной и боковых мод Однако результирующее подавление боковых мод обычно не отвечает требованиям, необходимым для миогих применений, из за недостаточной чувствительности по температуре или току

Строго говоря, если контур усиления был бы *однородно уширенным*, т е если распределение возбужденных состояний было бы тесио связано с внутриполосовой постоянной времени $\tau_i \to 0$, то не происходило бы спектрального выжигания провала и профиль усиления продольной моды, ближайшей к пику усиления, равномерно уменьшился бы, и не возникло бы никакой другой моды с достаточным для генерации усилением, несмотря на увеличение тока накачки Таким образом, за генерацию на многих продольных модах ответственно спектральное выжигание провала или, что эквивалентно, сжатие усиления Работа на одной продольной моде чаще наблюдается в AlGaAs лазерах, чем в InGaAsP лазерах той же длины Кроме того, генерация на одной продольной моде иногда наблюдается, когда лазерный чип с просветляющим покрытием на торцах помещают в воздушный резонатор значительно большей длины (лазер с *удлиненным резонатором*) Эти иаблюдения еще не совсем понятны, иесмотря на то что они указывают на сужение спектра и пространственное выжигание провала Тем не менее надежная и эффективиая селекция продольных мод требует введения в лазерный резонатор чувствительного к частоте элемента, что будет рассмотрено ниже

5.4.1. Трех и четырехзеркальные резонаторы

Если три зеркала объединить в соответствующую резонаторную структуру Фабри—Перо, как показано на рис 5 26, *а* [5 57], то тем самым мы введем дополнительные граничные условия, лимитирующие число длин волн, для которых обеспечивается обратная связь Внутреннее зеркало предполагается полупрозрачным При этом можно считать, что

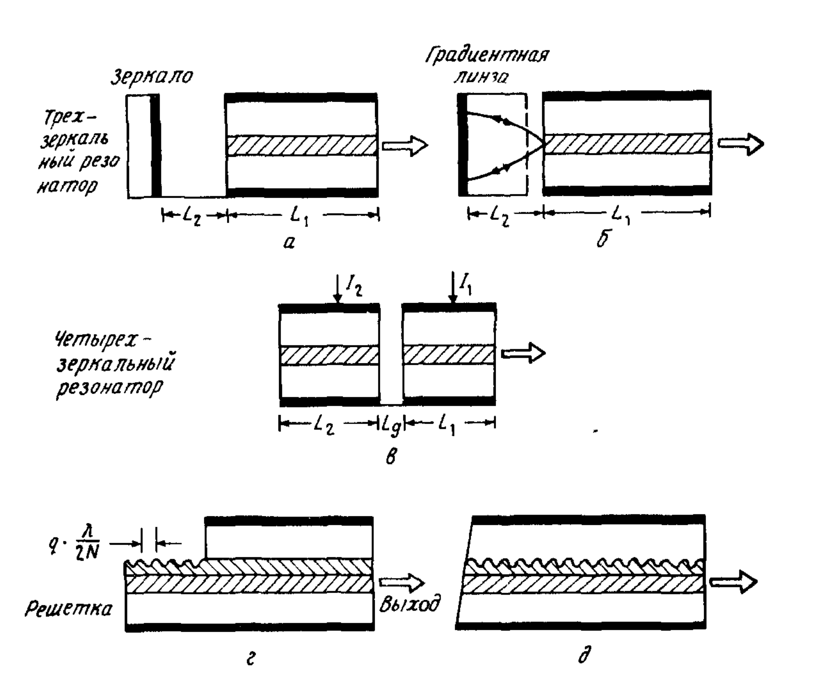


Рис. 5.26. Селекция продольных мод с трехзеркальными (*а*, *б*) и четырехзеркальными (C^3) (*в*) резонаторами, а также с распределенным брэгговским отражателем (*г*) и РОС решетками (*д*). Для решеток первого и второго порядка соответственно $q = 1$ и $q = 2$.

у нас имеются два независимых резонатора: один длиной L_1, содержащий усилительный элемент, и другой, длиной L_2, заполненный воздухом. Генерировать будут лишь общие для двух резонаторов моды, и если L_1 и L_2 несоизмеримы, то только одна мода будет удовлетворять условиям генерации. Обычно $L_2 > L_1 \approx 250$ мкм. Чтобы достичь области перекрытия, может возникнуть необходимость в перестройке резонатора L_1 за счет изменения температуры или тока накачки. Однако резонаторы не являются полностью независимыми, и эффект блокировки инжекции допускает некоторое отклонение от области прекрытия и даже позволяет реализовать одномодовые импульсы. Внешний резонатор L_2 будет иметь большую область запирания, если связь с усилительным элементом сильнее, что обеспечивается с помощью градиентной линзы, как показано на рис. 5.26,*б* [5.58]. В этом случае линза с одной стороны имеет высокоотражающее зеркальное покрытие, а с другой — просвет-

ляющее покрытие, причем ее фокусное расстояние равно $L_2/2$

Работу четырехзеркального резонатора на рис 5 26,*в* понять труднее поскольку теперь у нас три связанных резонатора, включающих в себя зазор шириной L_g, длина которого обычно равна нескольким длинам волн Токи I_1 и I_2 можно регулировать независимо от температуры для того, чтобы достичь одномодового режима при токах накачки, превышающих разумный предел, что в случае, когда L_g правильно подобрана, позволяет осуществить одномодовый импульсный режим Связанные резонаторы могут быть изготовлены химическим травлением или путем раскалывания лазерного чипа с резонатором Фабри—Перо и соосного соединения его частей с помощью общего толстого металлического контакта для формирования лазера со сколосвязанным резонатором (C^3) Теория и работа лазеров со связанными резонаторами подробно рассматриваются в книге [5 59] Характеристики таких устройств весьма чувствительны к изготовлению и контролю

5.4.2. Распределенные брэгговские решетки

Одномодового режима работы можно достичь, если ввести в лазерный резонатор частотно селективный элемент В лазерах с распределенными брэгговскими отражателями (РБО) и распределенной обратной связью (РОС), схематически изображенных на рис 5 26,*г* и *д*, частотно селективную обратную связь обеспечивает брэгговская решетка РБО лазер впервые был продемонстрирован в полиметилметакрилате (ПММА), активированном красителем родамин 6G, играющим роль активной среды [5 60] Для создания обратной связи на обоих концах образца ПММА наводились голографические фазовые решетки так же, как в лазерах с внешними диэлектрическими зеркалами РОС лазер был впервые продемонстрирован [5 61] в дихромированной желатине, активированной родамином 6G, в которой наводилась непрерывная голографическая решетка, обеспечивавшая обратную связь по всей длине лазера В этом разделе мы опишем в общих чертах работу брэгговских решеток, а в разд 5 4 3 и 5 4 4 обсудим их применение в полупроводниковых РОС и РБО-лазерах

Рассмотрим среду с показателем преломления n, в которой имеется участок длиной L с периодическим изменением показателя преломления в области $n \pm n_1$, причем $n_1/n \ll 1$, с определенным периодом Λ Этот участок представляет собой распределенную фазовую брэгговскую решетку, на которой происходит связь двух распространяющихся в противоположных направлениях волн с постоянными распространения $\pm \beta$ при

угловой частоте ω *Условие Брэгга* удовлетворяется, когда $\beta = \beta_B$

$$2\beta_B = K \equiv 2\pi/\Lambda, \tag{5 4 1}$$

где K — волновое число решетки Брэгговская длина волны дается выражением

$$\lambda_B = 2\hat{n}\Lambda, \tag{5 4 2а}$$

а брэгговская частота —

$$\omega_B = cK/2\hat{n}, \tag{5 4 2б}$$

где $\hat{n}$ — модовый показатель преломления для планарного волновода На этой частоте связь между бегущими навстречу волнами будет максимальна, а пропускание — минимально, так как множество малых отражений от каждой фазовой неоднородности складываются и тем самым приводят к увеличению амплитуды в обратном направлении

На рис 5 27 приведена $\omega - \beta$ диаграмма для решетки бесконечной длины Тангенс угла наклона дается групповой скоростью $v_g(\omega)$ и в областях, близких к линейной, равен приблизительно $\pm n = \pm\omega/\beta$ соответственно для прямой и обратной волн Поскольку прн перемещении на целое число величины Λ среда является трансляционно инвариантной $\omega - \beta$ кривые инвариантны при увеличении или уменьшении β с K, как показано на рис 5 27 Физически это означает, что для задающей частоты ω поля в области решетки представляются рядами Фурье бегущих волн с пространственными гармониками $\beta \pm pK$ (p — целое чнсло), интенсивность которых для p й гармоники зависит от профиля периодического изменения показателя преломления Брэгговская связь между прямой и обратной волнами в поперечном сечении имеет величину, определяемую коэффициентом связи κ, который является функцией отношения n_1/n Для решетки с синусоидальным изменением показателя преломления $n(z) = n + n_1\cos Kz$ и коэффициента усиления $g(z) = g + g_1\cos Kz$ коэффициент связи запишется в виде [5 62]

$$\kappa = (\pi n_1/\lambda_B) + jg_1/2 \tag{5 4 3}$$

Связь создает полосу непрозрачности в окрестности ω_B, в которой

пропускание запрещено (рис 5 27) Полоса непрозрачности имеет ширину [5 63]

$$2\Delta\omega = 2v_g|\kappa|, \tag{5 4 4}$$

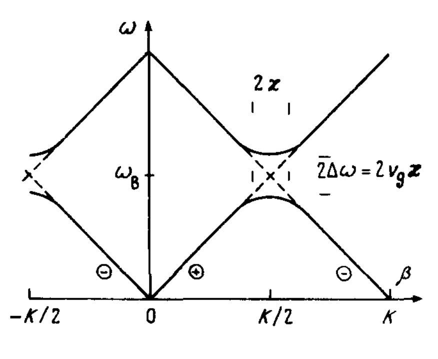


Рис.5.27. $\omega-\beta$ диаграмма для бесконечно длинной решетки, характеризующая брэгговскую связь между прямой (⊕) и обратной (Θ) волнами Ширина полосы непрозрачности $2\Delta\omega$ на частоте Брэгга ω_B пропорциональна коэффициенту связи κ [5 63, p 238] (Воспроизводится с разрешения Prentice Hall Inc , Englewood Cliffs, New Jersey)

где v_g — групповая скорость невозмущенной среды при ω_B Действительные групповые скорости в периодически модулированной среде на краях полосы непрозрачности ($K/2$, $\omega_B \pm \Delta\omega$) приближаются к нулю, как показано на рис 5 27 Отклонение β от β_B определяется параметром расстройки

$$\delta = \beta - K/2 \approx \frac{\omega - \omega_B}{v_g}, \tag{5 4 5}$$

поскольку в отсутствие связи $\partial\beta/\partial\omega = v_g^{-1}$ на частоте ω_B

Более интересный для практики случай брэгговской решетки конечной длины анализируется в работе [5 63], где показано, что внутри полосы непрозрачности волна экспоненциально затухает как $\exp(\pm\gamma z)$ причем

$$\gamma = \sqrt{|\kappa|^2 - \delta^2} \tag{5 4 6}$$

Показано также, что амплитуда коэффициента отражения $r(-L)$ определяется как отношение амплитуд бегущих волн в обратном и прямом направлениях Для волны, падающей на решетку длиной L при $z = -L$ и заканчивающейся при $z = 0$ в среде с коэффициентом отражения $r(0)$, это отношение дается выражением

$$r(-L) = -\frac{(\kappa^*/\kappa) + jr(0)[(\gamma/\kappa)\operatorname{cth}\gamma L - j(\delta/\kappa)]}{r(0) - j[(\gamma/\kappa)\operatorname{cth}\gamma L + j(\delta/\kappa)]}, \tag{5 4 7}$$

где κ может быть комплексной величиной, соответствующей периодически модулированному коэффициенту усиления или потерям с периодически изменяющимся показателем преломления, как в (5 4 3) Заметим, что используемое здесь определение величины κ [5 62] отличается от такового в [5 63] на множитель j

На рис 5 28 построены кривые для коэффициента отражения мощности $R = |r(-L)|^2$ в случае согласованного выхода, или выхода при просветляющем покрытии $[r(0) = 0]$, и различных величин $|\kappa|L$ *Брэгговская длина* определяется как $|\kappa|^{-1}$, близкое к 100% номуотражение реализуется для решетки, протяженность которой составляет три брэгговских длины, т е $|\kappa|L \geq 3$ Заметим, что полоса непрозрачности соответствует $|\delta/\kappa| \leq 1{,}5$ В отличие от бесконечной решетки пропускание конечной решетки

$$T = 1 - |r|^2 \qquad (5\ 4\ 8)$$

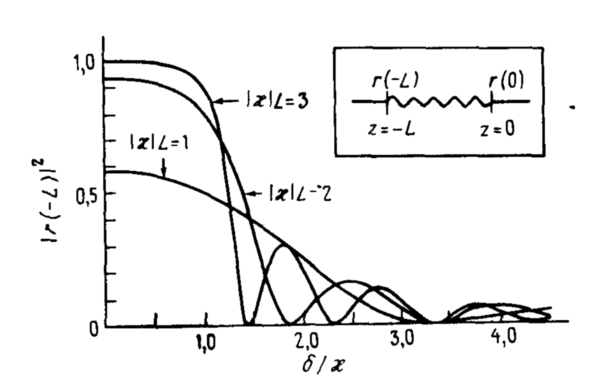


Рис.5.28. Коэффициент отражения по мощности $R = |r(-L)|^2$ брэгговской решетки, показанной на вставке, с согласованным выходом $[r(0) = 0]$ как функция относительной расстройки частоты δ/κ [5 63, p 240] (С любезного разрешения Prentice Hall Inc, Englewood Cliffs, New Jersey)

не запрещено в полосе непрозрачности, но уменьшается относительно величины пропускания при больших $|\delta/\kappa|$ Ширина полосы непрозрачности определяется с помощью нормированной частоты $\delta_{1/2}$, при которой значение T изменяется в два раза по сравнению с пропусканием при $\delta = 0$ В пределе больших $|\kappa|L$ и малых $\delta/|\kappa|$ имеем [5 63]

$$\left|\frac{\delta_{1/2}}{\kappa}\right| = \sqrt{\frac{\ln 2}{|\kappa| L}} \qquad (5.4.9а)$$

С помощью выражения (5.4.5) определим ширину полосы непрозрачности как

$$2\Delta\omega_{1/2} = 2v_g\delta_{1/2} = 2v_g\sqrt{\frac{|\kappa| \ln 2}{L}} \qquad (5.4.9б)$$

В пределе $\operatorname{cth}\gamma L = 1$ при вещественном κ выражение (5.4.7) принимает вид

$$r(-L) \approx \frac{-1}{1 + j(\delta/\kappa)} \approx e^{-j(\pi/2 + \delta/\kappa)}, \qquad (5.4.9в)$$

где в последнем выражении мы учли, что $\delta/\kappa \ll 1$. Таким образом, фазовый сдвиг при отражении линейно уменьшается с δ от своего брэгговского значения $-\pi/2$. Положение эффективного зеркала соответствует приблизительно половине брэгговской длины ($\sim 1/2\kappa$) внутри решетки.

Нули отражения (максимумы пропускания) имеют место за пределами полосы непрозрачности, где γ чисто мнимая величина

$$j\gamma L = \pm p\pi, \qquad p = 1,2,3, \qquad (5.4.10)$$

Первый нуль возникает при

$$(\beta_{\pm 1} - K/2) = \pm (\pi^2 + \kappa^2)^{1/2} \qquad (5.4.11)$$

Далеко от краев полосы непрозрачности частоты нулевых отражений совпадают с частотами резонатора Фабри—Перо длиной L.

5.4.3. Полупроводниковые РОС лазеры

Брэгговские решетки можно применять в большинстве лазерных структур, описанных в разд. 5.3. Для этого рост слоистой структуры прерывается и путем травления на предназначенном для этого эпитаксиальном слое изготавливается решетка, а затем эпитаксиальный рост слоев продолжают. Процесс последующего роста происходит так же, как и в многослойных лазерах.

В случае РОС лазеров решетка может быть вытравлена в одном из

слоев, обрамляющих активный слой На рис 5 29,*а* показан вариант синусоидальной решетки, вытравленной в подложке с показателем преломления n_s, которая может быть изготовлена из *n* InP Покровный слой *n* InGaAsP (n_c) выращивается поверх решетки, за ним следует активный слой (n_f), покровный *р* слой (n_c) и *р* InP слой (n_s), причем $n_f > n_c > n_s$ Коэффициент связи κ определяется с помощью вытекающего поля, которое взаимодействует с решеткой и зависит от скачка показателя преломления $n_c - n_s$ и амплитуды решетки h_g [5 64] Решетка может быть сформирована посредством голографического экспонирования фоторезиста, с помощью двух пучков УФ лазера, разнесенных на угол θ, и химического травления Контролируя угол θ с большой точностью, можно получить период решетки Λ с точностью, лучшей чем ± 10 Å Используются как первый, так и второй порядки решетки ($\Lambda = \lambda_B/2\hat{n}$) Для записи решетки в фоторезисте можно также использовать электронный пучок Процесс химического травления и заплывание во время заращивания ограничивают амплитуду решетки до $h_g \leq \Lambda/2$, что соответствует коэффициенту связи $\kappa \leq 5$ мм$^{-1}$

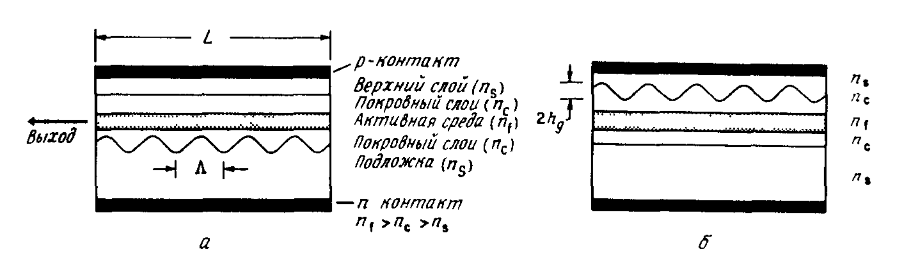


Рис.5.29. Брэгговские решетки, протравленные в подложке (*а*) и верхнем покровном слое (*б*)

Если решетка с периодом Λ формируется в подложке, то для того, чтобы быть уверенным в том, что модовый показатель преломления $\hat{n}$ дает брэгговскую длину волны λ_B в центре полосы усиления, показатель преломления, толщина слоев и ширина запрещенной зоны активного слоя должны тщательно контролироваться на последующих этапах роста Альтернативно эпитаксиальные слои могут быть наращены на верхний покровный слой При этом ширина запрещенной зоны активного слоя может определяться оптической накачкой и толщины слоев могут быть измерены электронным микроскопом В этом случае необходимую величину Λ можно вычислить, учитывая уменьшение показателя преломления благодаря току инжекции при пороге Структура с решеткой в слоистой

структуре такого типа показана на рис 5 29,*б*

На рис 5 30,*а* показан гетероструктурный лазер заращенного типа с двойиым каналом (DCPBH лазер) и РОС решеткой, вытравленной в покровном *р* слое [5 65] Чтобы избежать обратной связи, на обратной грани вытравливается скос, а на выходную поверхность скола можно ианести просветляющее покрытие На рис 5 30,*б* представлен лазер на гребневом волноводе [5 66, 5 67] Решетка в этом устройстве была записана электронным пучком В обоих случаях выходные спектры чувствительны к точности расположения краев решетки в соответствии с фазой решетки [5 68]

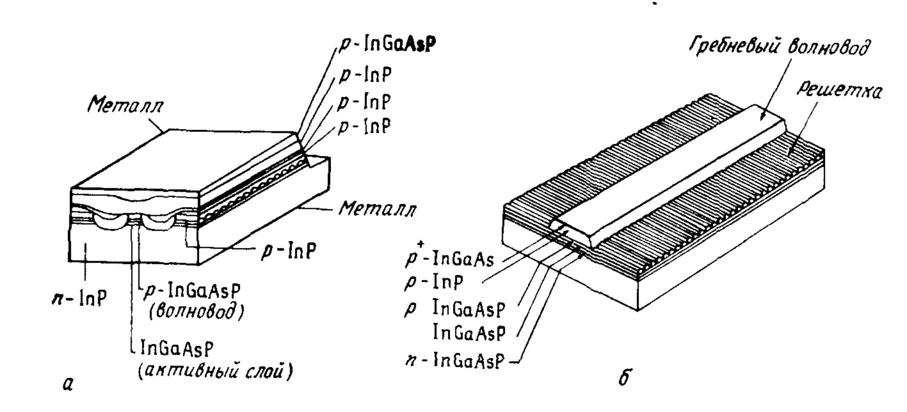


Рис. 5.30. *а* — DCPBH **РОС-лазер** [5 65], б — **РОС** лазер **с гребневым** волноводом [5 66]

Обратная связь в области решетки обеспечивается с помощью двух связанных прямой и обратной волн, возникающих на решетке Усиление в активной области в комбинации с решеткой определяет число генерируемых продольных мод [5 62] Две моды с наибольшим усилением попадают за пределы полосы непрозрачности вблизи минимумов отражения на рис 5 28, где может распространяться с низкими потерями бегущая волна и где малая групповая скорость приводит к длительному взаимодействию, что эквивалентно сильной связи между прямой и обратной волнами

В выражение для коэффициента отражения (5 4 7) усиление можно включить как периодическое усиление, приводящее к комплексному κ, или как постоянное усиление в виде комплексной величины $\bar{\beta} = \beta$

$- j\Gamma g/2$, а также используя подстановку $\bar{\delta} = \delta - j\Gamma g/2$ и соответствующее значение $\bar{\gamma}$ в выражениях (5 4 5)—(5 4 7) В последнем случае, который имеет обычно место, коэффициент отражения для волны, падающей слева при $z = -L$ на решетку с согласованной нагрузкой $r(0) = 0$, для вещественных κ принимает вид [5 69]

$$r(-L) = -\frac{j(\kappa/\bar{\gamma})\,\mathrm{sh}\,\bar{\gamma}L}{\mathrm{ch}\,\bar{\gamma}L + j(\bar{\delta}/\bar{\gamma})\,\mathrm{sh}\,\bar{\gamma}L} \qquad (5\ 4\ 12)$$

Зависимость абсолютной величины $|r|$ от δ/κ при $\kappa L = 1$ представлена на рис 5 31 [5 69] Поскольку усиление ΓgL увеличивается с коэффициентами 0, 1, 2, 3, формируются генерирующие моды, причем порог имеет место при $|r| \to \infty$, так что бесконечно малая волна на входе дает конечную отраженную волну При значениях ΓgL, при которых максимумы $|r|$ больше единицы, у функции передачи $|t|$ будут аналогичные максимумы, т е аналогичный лазерный выход имеет место при 0 и $-L$ Эти генерирующие моды соответствуют нулям знаменателя в выражении (5 4 12) Пороговое усиление для двух основных мод [5 69] равно $\Gamma g_{\text{пор}}L = 3{,}5$ при $\kappa L = 1$ (см рис 5 31), и при больших κL мы имеем

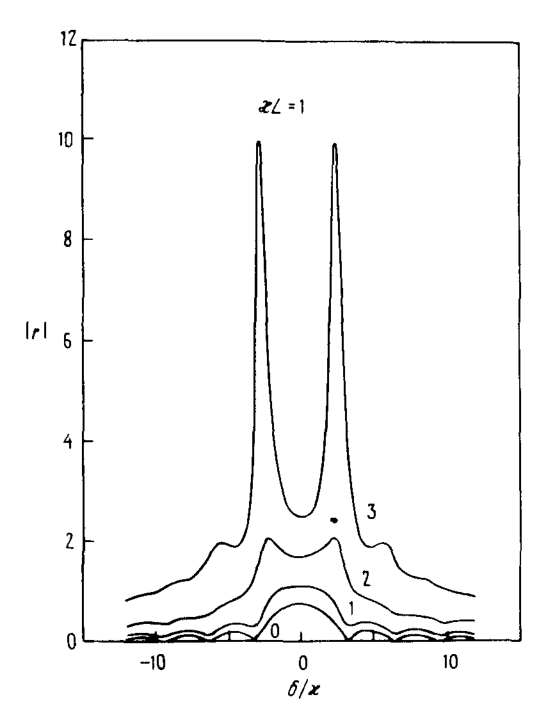


Рис. 5.31. Зависимость абсолютного коэффициента отражения $|r|$ от расстройки для брэгговской решетки с усилением (т е для РОС лазера) В качестве параметра используется усиление ΓgL [5 69]

$$\Gamma g_{\text{пор}} = 2\pi^2/\kappa^2 L^3. \qquad (5.4.13)$$

Заметим, что в случае $g = 0$ две генерирующие моды лежат за пределами полосы непрозрачности, что определяется выражением (5.4.9б). Такой двухмодовый режим, когда в идеальном случае имеются две идентичные моды, отделенные друг от друга на 10 Å, неудовлетворителен для прикладных задач, в которых требуется одночастотный выход. На практике асимметрия зеркал и фазы решеток обычно способствует той или другой моде, и в современных устройствах для получения одной доминантной моды применяется случайная селекция РОС-лазеров. Заметим, что в отличие от фазовой решетка усиления, естественно, обеспечивает доминантную моду в центре полосы непрозрачности [5.62].

5.4.4. РБО- и РОС-лазеры с фазовым сдвигом

РБО-лазер схематически показан на рис.5.32,*а* и *б*. Две пассивные брэгговские решетки с длинами соответственно L_1 и L_3 с периодическим показателем преломления $\Delta n(z)$ разделяются активной областью длиной L_2. Решетки используются в качестве частотно-селективных зеркал с полосами отражения, определяемыми выражениями (5.4.9) или рис.5.28. Так же, как и в резонаторе Фабри—Перо, ширина линии резонатора может быть значительно уже, чем ширина полосы отражателей [5.63]. В полосе решетки может содержаться несколько продольных мод с межмодовым расстоянием ω_s (5.2.18в). Стоячая волна для каждой моды имеет интенсивность $S(z)$, постоянную в области L_2 и экспоненциально убывающую в пассивных решетках. Когда L_2 уменьшается, ω_s увеличивается до тех пор, пока не останется только одна продольная мода, соответствующая ω_B. Если усиление происходит и в области решеток L_1 и L_3, то устройство становится РОС-лазером с фазовым сдвигом (рис.5.32,*в*).

Основное преимущество РБО-лазера по сравнению с РОС-лазером состоит в том, что область решеток может быть отделена от активной области, которая очень чувствительна к дефектам, возникающим в процессе формирования решетки или эпитаксиального заращивания. Тем не менее эти трудности не стали препятствием для создания полупроводниковых РОС-лазеров. Основная трудность при создании РБО-лазеров состоит в том, чтобы связать волноводные области, содержащие пассивные решетки, с областью усиления. Поскольку области решеток, как

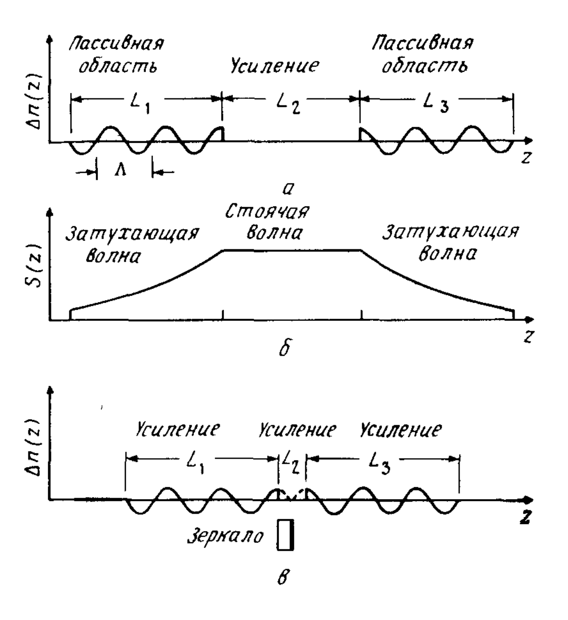


Рис. 5.32. *а* — схематическое представление РБО-лазера с профилем решетки $\Delta n(z)$, *б* — стоячая волна резонатора Фабри — Перо в центральной секции и затухающие волны в области решеток; *в* — РОС-лазер с фазовым сдвигом $\pi/2$ и $L_2 = \Lambda/2$. Симметрично расположенное зеркало приводит к аналогичному результату

правило, не возбуждаются, решетки будут давать сильное поглощение, если они состоят из того же самого волноводного слоя, что и усиливающая область Поэтому область решеток должна быть изготовлена из материала с более широкой запрещенной зоной и связана с активным слоем [5.70].

Другое важное преимущество РБО лазеров, которое реализовано лишь недавно, состоит в возможности перестройки длины волны. Если области решеток возбуждаются раздельными электродами, то брэгговскую частоту ω_B можно перестроить с помощью инжекции носителей, которые изменяют $\hat{n}$ в выражении (5 4.2) [5 71]. Вариация ω_B с изменением тока в области решетки вызывает сдвиг частоты δ в соответствии с (5 4.5), что в свою очередь приводит к сканированию мод в резонаторе Фабри — Перо, определяемых длиной L_2 со сдвигом фазы решетки (5 4 9в)

В отличие от РОС лазера генерация в РБО лазере происходит на частотах в области непрозрачности решетки. Точное условие резонанса должно включать в себя изменение фазы при отражении от решеток Ис-

следование выражения (5 4 12) в отсутствие усиления при вещественных κ показывает, что коэффициент отражения на частоте Брэгга можно записать в виде

$$r(\omega_B) = -j\ \mathrm{th}\ \kappa L \qquad (5\ 4\ 14)$$

независимо от координаты z Следовательно, для любого брэгговского зеркала при $\omega = \omega_B$ происходит фазовый сдвиг на $-\pi/2$ между падающей и отраженной волнами Поэтому для такой обратной связи сдвиг фазы за полный проход $2L_2$ резонатора Фабри—Перо дается соотношением

$$2\beta_B L_2 = \pi + p2\pi, \qquad \text{где } p\text{—целое число} \qquad (5\ 4\ 15)$$

Фазовый сдвиг для решетки L_1 при отражении от границы с L_2 такой же, как и для решетки L_3 при отражении от ее границы с L_2 В случае непрерывной РОС решетки, когда фазовые искажения отсутствуют ($L_2 = 0$), фазовые условия резонанса не могут быть удовлетворены при ω_B, а удовлетворяются только за пределами полосы непрозрачности Самая малая длина L_2, которая допускает генерацию РБО лазера на частоте, расположенной в центре полосы непрозрачности, дается соотношением ($p = 0$)

$$\beta_B L_2 = \pi/2, \qquad (5\ 4\ 16)$$

что соответствует *фазовому сдвигу* на $\pi/2$ или четверти брэгговской длины волны в волноводе L_2 Математически это означает, что если решетка L_1 определяется величиной $n(z) = n + n_1\cos(2\beta_B z)$, то решетка L_3 определяется величиной $n(z) = n + n_1\cos[2(\beta_B z - \pi/2)] = n - n_1\cos(2\beta_B z)$ при сдвиге фазы на $\pi/2$, как показано на рис 5 32,*в* Физически этот случай можно представить себе разрезанием непрерывной решетки в точке ее четной симметрии и разделением на два отрезка длиной

$$L_2 = \lambda_B/4\hat{n}_2 = \Lambda/2, \qquad (5\ 4\ 17)$$

что равно половине периода решетки Поскольку для РОС лазера с фазовым сдвигом область L_2 обычно много меньше L_1 и L_3, детали профиля решетки L_2 не могут оказывать значительного влияния и два участка решетки L_1 и L_3 могли бы быть продлены в область L_2, как показано на рис 5 32,*в* штриховой линией В действительности фазовый сдвиг $\pi/2$ может быть осуществлен непрерывно по всей длине решетки На практике это может произойти само собой в результате малого изменения толщины слоя или его состава Фазовый сдвиг может быть так-

же реализован путем раскалывания непрерывной решетки в центре длины L_2 и установки высокоотражающего зеркала, как показано на рис 5 32, в При случайном скалывании необходимое положение зеркала достигается приблизительно в 50% случаев

Если усиление введено не только в область зазора с фазовым сдвигом $\pi/2$, но и в область решетки, то коэффициент отражения для падающей слева (из L_1) волны (при $L_1 = L_3 = L/2$) дается выражением [5 69]

$$r(-L) = \frac{(2\kappa\bar{\delta}/\bar{\gamma})\operatorname{sh}^2(\bar{\gamma}L/2)}{(\kappa^2/\bar{\gamma}) - (\bar{\delta}^2/\bar{\gamma})\operatorname{ch}\bar{\gamma}L - j\bar{\delta}\operatorname{sh}\bar{\gamma}L} \tag{5 4 18}$$

На рис 5 33 построены кривые зависимости абсолютного значения коэффициента отражения от δ/κ для $\kappa L = 1$ и возрастаюших значений ΓgL При $g = 0$ имеюг место нули, эквивалентные нулям в выражении (5 4 10) для непрерывной брэгговской решетки Помимо этих нулей в нашем случае возникает еще дополнительный иуль в центре полосы непрозрачности При увеличении усиления брэгговская мода имеет наибольшее усиление и достигает первого резонанса при $\Gamma g_{пор} = 3,1$ в

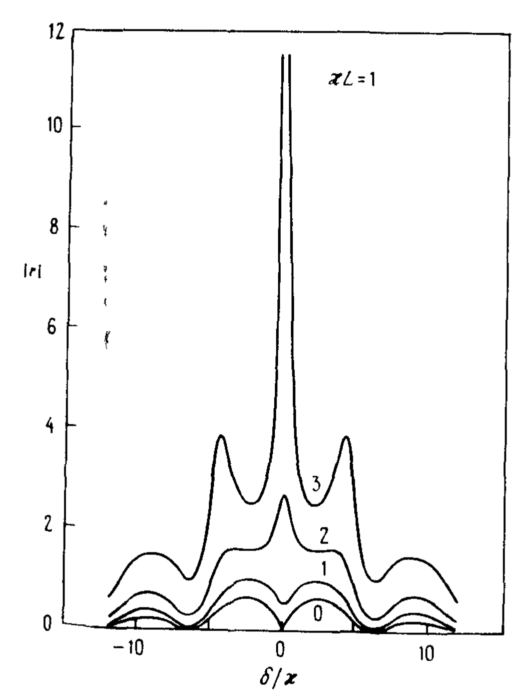


Рис.5.33. Зависимость абсолютного значения коэффициента отражения $|r|$ от расстройки для двух брэгговских решеток с фазовым сдвигом $\pi/2$ и усилением (т е для РОС лазера с фазовым сдвигом) В качестве параметра используется усиление ΓgL [5 69]

$$\Gamma g_{пор} \approx 4\kappa e^{-\kappa L} \qquad (5\ 4\ 19)$$

условиях, представленных на рис 5 33, и для больших κL Таким образом, по сравнению с непрерывным РОС лазер с фазовым сдвигом $\pi/2$ имеет следующие два преимущества во первых, он генерирует лишь одну продольную моду в полосе непрозрачности, а не две моды вне полосы непрозрачности, во вторых, эта мода имеет более низкое пороговое усиление при больших κL, причем $\Gamma g_{пор} L$ уменьшается наполовину при $\kappa L = 3$ [5 69]

Поскольку фазовый сдвиг изменяется от 0 до π, а L_2 изменяется от 0 до Λ, центральная мода на рис 5 33 сдвигается справа налево и внешние моды на границах области увеличиваются по амплитуде Кроме того, на симметрию трех мод оказывали бы влияние остаточные отражения торцевых зеркал [5 72]

5.5. ШИРИНА ЛИНИИ

В правильно сконструированном одночастотном лазере оптическая мощность ограничивается одной продольной модой Спектральная ширина этой моды определяется фазовым шумом оптического поля Для некоторых приложений, таких, как системы связи с прямым детектированием и с модуляцией интенсивности, спектральная ширина практически не имеет значения Однако для когерентных систем ширина линии является критическим параметром, действующим на характеристики системы Мы представим здесь простое рассмотрение ширины линии в полупроводниковых лазерах и определим главные факторы, характеризующие ширину линии В разд 5 5 1 мы изучим вопросы, касающиеся ширины линии простого лазера с резонатором Фабри—Перо, а в разд 5 5 2—вопросы уменьшения ширины линии с помощью внешних и удлиненных резонаторов

5.5.1. Ширина линии лазера с резонатором Фабри—Перо

Фазовый шум оптического поля лазера возникает из за наличия спонтанных фотонов в лазерной моде Существуют два главных механизма, которые заставляют спонтанные фотоны увеличивать фазовые флуктуации оптического поля

1) При инжекции спонтанных фотонов в лазерную моду как амплитуда, так и фаза оптического поля подвергаются изменениям Эти изме-

нения можно описать членами поля, связанного с инжектированным фотоном совместно с дополнительным фазовым вектором поля генерирующей моды Флуктуации фазы общего поля благодаря большому числу случайных актов спонтанного излучения приводят непосредственно к фазовому шуму

2) Скоростные уравнения связывают амплитуду флуктуаций, рассмотренных в п 1, с флуктуацией плотности носителей Флуктуации плотности носителей N (и усиления g) в свою очередь вызывают флуктуации показателя преломления активной области и частоты моды резонатора Фабри—Перо Эта вторая компонента фазового шума вызывается динамикой скоростных уравнений и обычно увеличивается на частотах, равных или близких резонансной частоте релаксационных колебаний [5 73] В упрощенной теории представленной здесь [5 19], этим увеличением пренебрегают Более полное рассмотрение данного вопроса можно найти в работе [5 73]

Оптическое поле в лазере может быть записано в векторной форме следующим образом

$$E' = I^{1/2}e^{j\phi},$$

где I—среднее число фотонов, а единицы поля E' пересчитываются так, что величина E' определяется простым квадратным корнем из I Фаза поля равна ϕ

Векторная диаграмма на рис 5 34 показывает, каким образом i й спонтанный фотон вызывает изменения числа фотонов ΔI_i и фазы $\Delta\phi_i$ за счет механизма, описанного выше в п 1 Используя простое геометрическое рассмотрение, из рис 5 34 можно показать что эти изменения записываются в виде

$$\Delta\phi'_i = I^{1/2}\sin\,\theta_i, \qquad (5\,5\,1а)$$

$$\Delta I_i = 1 + 2I^{1/2}\cos\,\theta_i, \qquad (5\,5\,1б)$$

где θ_i—фаза (случайная) i го спонтанного фотона Заметим, что среднее изменение фазы большого числа фотонов равно нулю В таком упрощенном анализе один фотон добавляется к генерирующей моде за акт спонтанного излучения

Чтобы вычислить компоненту изменения фазы, рассмотренной в п 2, необходимо определить связь между интенсивностью и фазой оптической

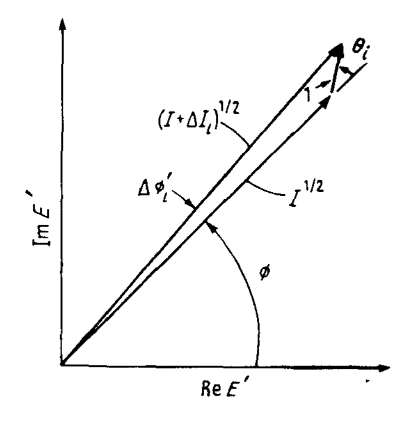


Рис.5.34. Фазовая диаграмма, характеризующая изменение амплитуды и фазы оптического поля за счет спонтанных фотонов [5 19]

моды Это достигается с помощью скоростного уравнения для фотонов (5 2 54) и выражения (5 2 19б) для сдвига частоты колебаний $\delta\omega$ от стационарного значения Полагая, что величина ΔI_i мала по сравнению со стационарным числом фотонов I и что результирующее изменение ΔN плотности носителей мало по сравнению с N, из (5 2 19) и (5 2 54) находим

$$\dot{\phi} = a\dot{I}/2I, \qquad (5\,5\,2)$$

где $\dot{\phi} = \delta\omega$ Результирующий фазовый сдвиг $\Delta\phi''_i$, получаемый за счет изменения числа фотонов, можно найти интегрированием уравнения (5 5 2), полагая при этом, что величина I является константой и равна стационарному значению Начальное условие запишется в виде $I(0) = I + \Delta I_i$, а конечное условие (после окончания релаксационных колебаний) — в виде $I(\infty) = I$ После интегрирования имеем

$$\Delta\phi''_i = -a\Delta I_i/2I = -(a/2I)(1 + 2I^{1/2}\cos\theta_i) \qquad (5\,5\,3)$$

Общее изменение фазы $\Delta\phi_i$ за один спонтанный акт равно сумме величин $\Delta\phi'_i$ и $\Delta\phi''_i$

$$\Delta\phi_i = \Delta\phi'_i + \Delta\phi''_i = -a/2I + I^{-1/2}(\sin\theta_i - a\cos\theta_i) \qquad (5\,5\,4)$$

Общая флуктуация фазы $\Delta\phi$ за время t для $M = R_{\text{спонт}}t$ актов спонтан-

ного излучения получается суммированием (5 5 4) по M

$$\Delta\phi = -aR_{спонт}t/2I + \sum_{i=1}^{M} I^{-1/2}(\sin\theta_i - a\cos\theta_i) \qquad (5\,5\,5)$$

Первый член дает линейное увеличение фазы со временем и, следовательно, приводит к росту сдвига частоты Им можно пренебречь без ущерба для основного результата Нетрудно вычислить среднеквадратичное изменение фазы $\langle\Delta\phi^2\rangle$, которое дает второй член в (5 5 5), поскольку при случайной фазе θ_i средние значения всех перекрестных членов обращаются в нуль Таким образом,

$$\langle\Delta\phi^2\rangle = [R_{спонт}(1 + a^2)t]/2I \qquad (5\,5\,6)$$

фаза ϕ описывается гауссовым распределением вероятности, а спектр мощности лазера имеет лоренцеву форму с полной шириной на полувысоте [5 19]

$$\Delta\omega = \langle\Delta\phi^2\rangle/t \qquad (5\,5\,7)$$

Из (5 5 6) ширина линии принимает вид

$$\Delta\omega = [R_{спонт}(1 + a^2)]/2I \qquad (5\,5\,8)$$

Выражение (5 5 8) показывает, что ширина линии пропорциональна $1 + a^2$ и обратно пропорциональна числу фотонов I Обычно мы имеем $a \sim 5$, и член a^2 преобладает, указывая на то, что главным механизмом, определяющим ширину линии, являются флуктуации плотности носителей ΔN благодаря своей связи с ΔI_i Поэтому a часто называют «фактором увеличения ширины линии» Более удобное выражение для ширины линии можно получить с помощью (5 2 77б), записывая I через выходную мощность на торце P, и с помощью (5 2 46), выражая $R_{спонт}$ через усиление g При $R_1 = R_2 = R$ ширина линии принимает вид

$$\Delta\omega = v_g^2\, \hbar\omega\Gamma g n_{sp}\, \ln R^{-1}\, (1 + a^2)/4PL \qquad (5\,5\,9)$$

Таким образом, ширина линии обратно пропорциональна выходной мощности Типичные значения $\Delta\omega/2\pi$ имеют порядок от десятков до сотен мегагерц

С помощью (5 2 22в) из (5 5 9) можно исключить член, определяю-

щий усилеиие При этом ширина линии запишется в виде

$$\Delta\omega = v_g^2 \hbar\omega n_{sp} \ \ln R^{-1} (\alpha + L^{-1} \ln R^{-1})(1 + a^2)/4PL \qquad (5\ 5\ 10)$$

Отсюда видно, что для длинных лазеров ($\alpha \gg L^{-1} \ln R^{-1}$) ширина линии пропорциональна L^{-1}, а для коротких ($\alpha \ll L^{-1} \ln R^{-1}$) ширина линии пропорциональна L^{-2} В устройствах обычного тнпа, у которых $L \sim 250$ мкм, члены α и $L^{-1} \ln R^{-1}$ в числителе (5 5 10) приблизительно равны по величине

Выражения для ширнны линни (5 5 9) и (5 5 10) строго справедливы лишь для лазеров с резонатором Фабри—Перо, однако их можно применять и для оценки ширины линни в РОС лазерах, если выбирается эффективное значение R На рис 5 35 показана завиcнмость ширнны линии InGaAsP РОС лазера [5 74] от P^{-1} Ширина линии хорошо соответствует обратиой зависимости от мощности, предсказываемой теорией

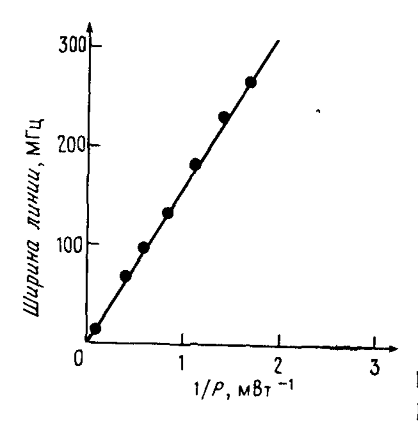


Рис.5.35. Измереииая ширина линии InGaAsP лазера [5 74]

5.5.2. Умеиьшеиие ширииы линии за счет удлииеиия резоиатора

Когереитная оптическая связь требует стабильных лазеров с шириной линии, меньшей той, которая может быть достигиута в изолированных полупроводниковых лазерных чипах Синхронизация внешним сигналом [5 75] источника с узкой шириной линии является одним из путей решеиия проблемы, хотя и громоздким Более предпочтительиым способом умеиьшения ширины линии является изменение условий генерации

самого лазера Это измеиение может достигаться выбором особой формы обратиой связн Обратная связь может осуществляться в форме либо электрического сигиала обратной связи, который управляет шириной лиинии путем нспользования непосредственно частотно модуляцнон- ных свойств лазера [5 76, 5 77], либо оптического сигнала, отраженного от виешнего зеркала, расположенного за пределами полупроводникового чипа [5 78—5 84] Мы остановнмся здесь на методе оптической обратной связи

Существуют два различных способа уменьшения ширины линии с помощью оптической обратной связн Первый состоит в том, что величииа сигнала обратной связн от внешнего резонатора мала [5 76—5 80] (коэффициент обратной связи порядка −40 ÷ −50 дБ) Лазер стаиовится синхронизованным по фазе с отраженным снгналом и напомииает обычный генератор с синхронизацней мод за счет инжекции носнтелей Важнейшая особенность этой схемы заключается в том, что ширина линии определяется по существу фазой отраженного сигнала н может быть лнбо больше, либо меньше шнрины линии исходного лазерного нзлучення в зависнмости от длины пути сигнала обратной связн Кроме того, если используются неподходящие коэффицненты обратной связи н длнны путн, могут возникиуть иежелательиые эффекты, такие, как расщеплеиие линии [5 81] или дополнительное уширение в результате «когереитного коллапса» [5 82] Если обратная связь точно соответствует миннмуму ширины линии, то ширина линии уменьшается с увелнчением длины внешнего резонатора [5 80]

Второй способ уменьшення ширины лннии состоит в нспользоваиин очень высоких уровней сигнала обратной связи [5 83—5 85] (коэффициент обратной связи от −10 до −5 дБ) Для достижения такой снльной обратной связи обычно на одной из лазерных граней необходнмо иметь просветляющее покрытие и сильную связь этой гранн с внешиим отражательным элементом Следовательно, отражатель становится частью *удлиненного резонатора* в противоположность внешнему резонатору, отражающему относительно малое колнчество света, как в способе, описанном выше Поскольку колебательные свойства лазера определяются одним (удлиенным) резонатором, точное определенне длины пути сигнала обратной связи не имеет существенного значения

На рис 5 36 приведены основные элементы лазера с удлиненным резонатором Ограничимся здесь рассмотреиием резонатора с простым зеркальным отражателем Более общнй случай резонатора с разнесенными брэгговскими решетками изучается в работе [5 84] Показан удлиненный резонатор, заполненный воздухом, но возможны и другие типы

резонаторов, такие, как волоконные [5.85] и интегральные полупроводниковые волноводные резонаторы [5.86]. Удлиненная область резонатора имеет длину L_1 и групповую скорость в ней v_{g1} Выражение для ширины линии лазера с удлиненным резонатором можно получить, модифицируя доказательство, используемое при выводе выражений (5.5.9) и (5.5.10). Для простоты предположим, что эффективный коэффициент отражения удлиненной части резонатора, как это видно со стороны лазерного чипа, на грани с просветляющим покрытием такой же, как и коэффициент отражения R от грани без покрытия. Общие выводы аналогичны и для других отражателей, но аналитические результаты являются более сложными.

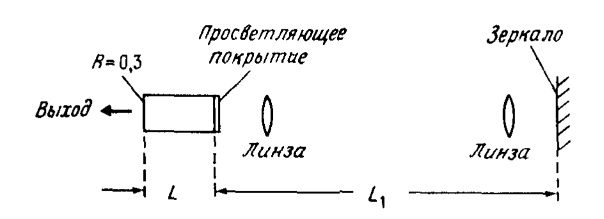


Рис.5.36. Лазер с удлиненным резонатором.

Для данной выходной мощности P число фотонов I и групповая скорость v_g в полупроводниковой части резонатора оказываются теми же самыми, что и для полупроводникового лазера без покрытия в отсутствие обратной связи. Число фотонов I_e в удлиненной (пассивной) части резонатора дается выражением

$$I_e = IL_1v_g/Lv_{g1}, \tag{5.5.11}$$

а общее число фотонов равно

$$I_t = I + I_e = I(1 + L_1v_g/Lv_{g1}), \tag{5.5.12}$$

которое больше чем I. Однако скорость спонтанного излучения $R_{спонт}$ в генерирующей моде уменьшается, поскольку число резонаторных мод пропорционально длине резонатора. Поэтому для лазера с удлиненным резонатором скорость спонтанного излучения принимает вид

$$R_t = R_{спонт}/[1 + (L_1v_g/Lv_{g1})], \tag{5.5.13}$$

и ширину линии $\Delta\omega_t$ лазера с удлиненным резонатором получаем из (5.5.8) заменой $R_{спонт}$ на R_t и I на I_t, т.е.

$$\Delta\omega_t = \Delta\omega/[1 + (L_1 v_g / L v_{g1})]^2, \qquad (5.5.14)$$

где $\Delta\omega$—ширина линии лазера в отсутствие обратной связи, как в соотношениях (5.5.8)—(5.5.10). Обычно $L_1 v_g \gg L v_{g1}$, и (5.5.14) преобразуется к виду

$$\Delta\omega_t \approx \Delta\omega \, (L v_{g1} / L_1 v_g)^2, \qquad (5.5.15)$$

откуда видно, что ширина линии обратно пропорциональна квадрату длины пассивной секции резонатора. В случае $\Delta\omega/2\pi = 100$ МГц, $L_1 = 15$ см, $L = 300$ мкм и $v_{g1}/v_g = 4$ ширина линии уменьшается от $1{,}56 \cdot 10^4$ до 6,4 кГц.

В приведенном выше анализе неявно предполагалось, что фаза слабо меняется за время полного прохода внешнего резонатора [5.79]. Если учитывать влияние времени когерентности, то ширина линии может уменьшаться не столь быстро с L_1 по сравнению с тем уменьшением, которое определяется выражением (5.5.15) [5.87].

Одна из проблем, связанная с уменьшением ширины линии за счет использования удлиненного резонатора, состоит в уменьшении межмодового расстояния $\omega_s \approx \pi v_{g1}/L_1$ с длиной резонатора и в том, что труднее реализовать одномодовый режим генерации. Практически решить эту проблему можно, если поместить в резонатор частотно-селективные элементы, такие, как дифракционная решетка, и использовать их для выделения желаемой моды. В заполненных воздухом удлиненных резонаторах дифракционную решетку можно применять как внешний отражательный элемент [5.83] Альтернативным вариантом является РОС-лазер с просветляющим покрытием на торцах, решетка которого используется для селекции мод [5.85].

5.6. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Простейший метод наложения сигнала на выход полупроводникового лазера состоит в использовании модуляции тока лазера. В этом методе на лазер подается смещение выше порогового значения и модулирующий сигнал накладывается на ток питания. Изменяющаяся со временем компонента сигнала становится аналогом промодулированной формы сигнала. Ширина полосы модуляции порядка 1 ГГц достигается в полупровод-

нниковых лазерах достаточно легко, в то время как шнрнна полосы модуляцин ~20 ГГц может быть получена лишь в спецнально скоиструированиых устройствах [5 88] Цель этого раздела состонт в том, чтобы рассмотреть в общем виде прямые модуляционные характернстикн и показать, какнм образом особенности лазериой структуры влияют на ширину полосы модуляцин

В большннстве прнмененнй непосредственно модулированных полупроводннковых лазеров нанбольший интерес представляет модуляция мощности или ннтенсивности огибающей выходного оптического снгнала Оиа представляет собой составляющую модуляцнн интенснвностн (AM) выходного сигнала Важно отметнть, что частота оптнческого сигнала иа выходе также меняется в соответствни с модуляционной составляющей тока питания Этот частотный чирпинг, илн частотная модуляция (ЧМ), потенцнально может быть использован в качестве типа модуляции при частотно кодовой модуляцни (ЧКМ) в снстемах связи [5 6, гл 21, 26] Однако в высокоскоростных системах амплнтудной модуляцни чирпннг, связанный с частотной дисперсией в волокнах, может стать главным препятствнем для увеличення расстояния между ретрансляторамн

5.6.1. Модуляционные характеристики

Как и в другнх полупроводниковых устройствах, на очень высоких частотах характеристнкн полупроводннкового лазера подвержены влиянию паразнтных элементов Влиянне паразитных токов на модуляцнонные характеристнкн прн прямой модуляции иллюстрируется рис 5 37, на котором приведена схема лазера, разделенная на паразитную цепь и лазерный днод (актнвный слой и резонатор) Паразитная часть делится далее на паразнтную подводящую цепь и паразнтную часть чипа Паразнтная подводящая цепь зависит от элементов конструкции, но обычно включает индуктивность подводящих проводов н одну или более паразнтных емкостей на землю Этн паразитные эффекты могут быть почти полностью устранены, еслн лазер монолитно объединнть с электрнческой цепью питания Паразитными элементамн чнпа являются паразнтные емкость н сопротивленне, связанные с полупроводниковым материалом, окружающнм актнвную область Паразнтные элементы чипа в сильной степенн зависят также от структуры самого чипа, и для большннства лазеров нх труднее устранить, чем паразитные элементы подводящей цепи Наиболее существеиным эффектом паразитных элемеитов чипа является высокочастотное шунтирование модулнрующего тока вблнзи активной областн

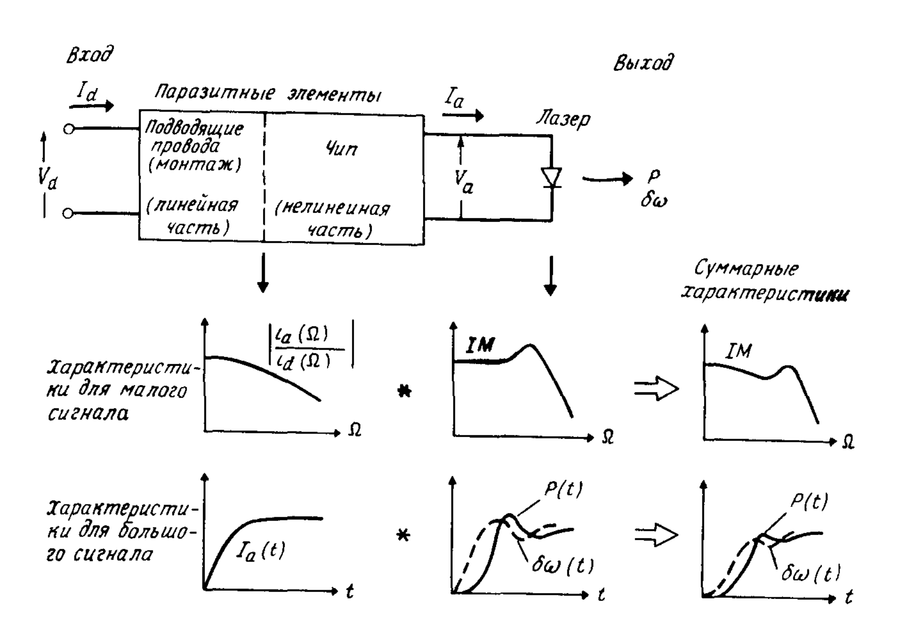


Рис 5.37. Четырехполюсная модель полупроводникового лазера показывающая влияние паразитных элементов на модуляционную характеристику

Ток инжекции и напряжеиие на входиых клеммах лазера (рис 5 37) равны соответственно I_d и V_d В самом лазере благодаря фильтрующему эффекту паразитных элементов, утечке постоянного тока смещеиия вблизн активной области и безызлучательной рекомбинации эти величины преобразуются в ток I_a и напряжение V_a Представляют интерес изменение оптической мощности на выходе P и сдвиг оптической частоты $\delta\omega$ относнтельно некоторого номинального значения Основиые эффекты влияния паразитных элементов на эти величииы показаны в иижней части рис 5 37

В частотных характеристиках паразитные элементы приводят к высокочастотному спаду малого сигнала тока накачки лазерного диода $i_a(\Omega)$, где Ω—частота модуляции Это показано на верхней левой кривой рис 5 37 (Строчные буквы здесь используются для обозначения величин в случае малого сигнала) Эта характеристика объединяется с амплитудно модуляциониой характеристикой лазерного диода, представленной в виде центральной кривой Величина отклика лазерного диода

не зависит от частоты при низких частотах, а на высоких частотах возрастает в соответствии с резонансным пиком релаксационных колебаний [5.2] и затем спадает на более высоких частотах. (Более подробно характеристики лазерного диода будут рассмотрены в разд 5 6 4.) Суммарная частотная характеристика малого сигнала с учетом влияния паразитных элементов и лазерного диода приведена на верхней правой кривой Резонансный пик остается, но на высоких частотах кривая снижается благодаря влиянию паразитных элементов Это вызывает провал в амплитудно-модуляционной характеристике на частотах ниже резонансного пика. Если провал велик, то можно существенно уменьшить полезную ширину полосы модуляции устройства

Во временно́й области паразитные элементы приводят к замедлению нарастания тока инжекции $I_a(t)$ при подходе к лазерному диоду. Этот ток иллюстрируется рис.5.37 для случая, когда $I_d(t)$ имеет вид ступенчатой функции с нулевым временем нарастания Во временном отклике выходной мощности лазерного диода $P(t)$ наблюдается задержка включения и последующий выброс и звон Аналогичное поведение связано с чирпингом $\delta\omega(t)$ Как показано на нижней правой кривой рис 5 37, паразитные явления во временных характеристиках проявляются в увеличении общего времени задержки и уменьшении выброса. Хотя это и не видно явно на рис 5.37, время выключения также увеличивается. Дальнейшее рассмотрение этих эффектов мы проведем в разд.5.6.8.

5.6.2. Источники паразитных элементов

Особенности паразитных сопротивлений и емкостей чипа существенно зависят от конструктивных особенностей устройства Для иллюстрации некоторых общих источников паразитных эффектов в чипе на рис.5.38 показано поперечное сечение лазера на основе заращенной мезаполосковой структуры (см. рис 5.18) с включенными паразитными элементами. Сопротивления контакта R_{sp} и p-области над активной средой совместно с подложкой под активной средой R_{ss} дают общее сопротивление $R_s = R_{sp} + R_{ss}$, включенное последовательно с сопротивлением лазерного диода. При токах выше порогового в случае малого сигнала входное сопротивление лазерного диода при прямом смещении значительно меньше 1 Ом благодаря близости ограничительных уровней Ферми С другой стороны, величина R_s обычно имеет величину порядка 3—10 Ом и вносит преимущественный вклад в суммарное сопротивление. Основные источники шунтирующей емкости следующие.

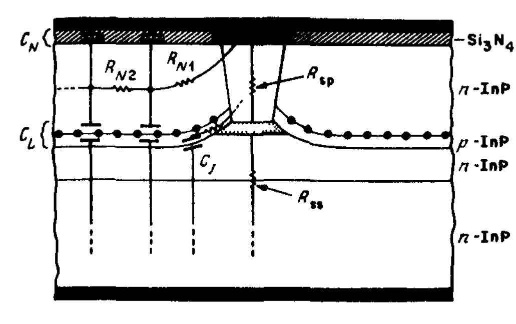


Рис.5.38. EMBH-лазер со структурой, показанной на рис.5 18, с включением в нее паразитных элементов

1) Блокирующий переход с обратным смещением. При нормальных условиях работы устройства с прямым смещением блокирующий переход между верхним *n*-слоем и изолирующим *p* слоем имеет небольшое обратное смещение. Емкость объемного заряда C_L этого перехода может быть очень большой, поскольку она обычно распределена по всей площади чипа Емкость C_L имеет, как правило, величину порядка 100 пФ. Один из путей паразитного высокочастотного тока проходит по верхнему *n*-слою от верхиего контакта и через емкость блокирующего перехода уходит на землю. На рис.5 38 приведена эквивалентная схема, в которой распределенные параметры представлены в виде сосредоточенных параметров с сопротивлениями связи $R_{N\text{i}}$

2) МДП-изолирующий слой. На рис 5.38 изолирующий слой под верхним металлическим контактом создает емкость C_N перехода металл- диэлектрик-полупроводник (МДП), распределенную по поверхности чипа. Эта емкость равна, как правило, величине около 10 пФ при площади чипа 500 x 250 мкм и толщине изолирующего слоя из нитрида кремния 0,2 мкм Емкость МДП C_N соедлняется последовательно с емкостью блокирующего перехода C_L, которая обычно много больше, чем C_N Таким образом, общая емкость между верхним контактом через C_N и землей приблизительно равна C_N Она дает основной вклад впаразитную емкость для большииства типов полупроводниковых лазеров

3) Прямое смещеиие перехода иа границе с активной областью. Третий путь высокочастотных паразитных токов пролегает по тонкому резистивному *p* слою и создает емкость C_J, связанную с областью *p*—*n* перехода при прямом смещении на границе с активной областью Этот переход с прямым смещением также создает цепь утечки постоянного тока через шунтирующую емкость C_J, но для простоты эта цепь на

рис 5 38 не показана Поскольку C_j представляет собой емкость перехода с прямым смещением, она может нметь большую величину (до ~1000 пФ) Эта емкость пропорциональна велнчине утечки постоянного тока Емкость C_j может играть важную роль в таких устройствах, как планарные лазеры с каналами в подложке, в которых происходят значительные суммарные утечкн вблизи активной области

5.6.3. Расчет паразитных элементов

Паразитные цепи, рассмотренные выше в пп 1—3, достаточно сложны, и описание их с большой степенью точности может вызвать трудности На рис 5 39 представлена упрощенная схема паразитных элементов чипа вместе с паразитными элементами монтажа (индуктивиость L_p и сопротивлеиие потерь R_p подводящих проводов, емкость C_p, обусловленная керамической контактной прокладкой) [5 89—5 91] В рассматриваемом лазере обычио преобладает один нз паразитных путей, рассмотренных выше в пп 1—3 Поэтому на рис 5 39 приведена лишь одна паразитная емкость чипа При необходимости схему паразитных элементов можно обобщить посредством включения дополнительных шунтирующих путей Емкость C_s представляет собой эффективную паразитную шунтирующую емкость, а R_s—сопротивлеиие, включенное последовательио с лазерным диодом Генератор тока I_L моделирует утечки постоянного тока вокруг активной области

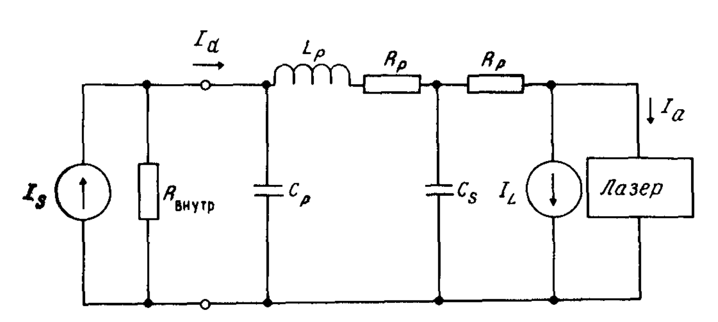


Рис.5.39. Упрощенная электрическая схема лазера с паразнтнымн элементамн

Генератор сигнала на рис 5 39 имеет внутреннее сопротивление $R_{внутр}$, которое в системах, использующих общепринятую микроволиовую контрольно-измернтельную аппаратуру, составляет обычно 50 илн 100

Ом Если лазер накачивается непосредственно активным устройством, таким, как транзистор (как в случае интегральных оптоэлектронных цепей), то $R_{внутр}$ может достигать 500 Ом и больше Паразитная цепь заканчивается лазерным диодом Поскольку входное сопротивление лазерного диода для малого сигнала невелико, его можно заменить сопротивлением короткого замыкания При этом точность расчетов высокочастотного завала уменьшается незначительно

Удобный метод определения значений паразитных элементов на рис 5 39 состоит в подгонке модельной схемы к измеренным электрическим параметрам рассеяния в частотной области Затем можно вычислить передаточную функцию схемы на рис 5 39 и с ее помощью оценить влияние паразитных элементов В работах [5 89—5 91] рассматриваются измерения паразитных элементов методами параметра рассеяния В этих же работах приведены расчеты уменьшения характеристик за счет паразитных элементов Основные положения этих исследований изложены ниже

1) Установочная емкость C_p оказывает малое влияние на отклик при низких $R_{внутр}$($\leq$ 50 Ом), но при высоких $R_{внутр}$(> 100 Ом) может образовывать с L_p резонансный контур и приводить к слабому резонансному всплеску характеристики

2) Если индуктивность подводящих проводов L_p мала ($\leq$ 0,2 нГн), то она слабо влияет на отклик вплоть до 20 ГГц Малые индуктивности такого порядка могут достигаться путем использования коротких (< 0,5 мм) проводов и (или) заменой обычных тонких проводов ленточными или сеточными Если L_p > 1 нГн, то L_p может вызвать значительный завал в отклике на частотах выше 6 ГГц с $R_{внутр}$ = 50 Ом При $R_{внутр}$ > 50 Ом этот индуктивный завал проявляется и при низких частотах

3) Для малых L_p преимущественным фактором, определяющим высокочастотный паразитный завал, являются паразитные эффекты в чипе, обусловленные R_sC_s цепью

5.6.4. Зависимость паразитных параметров от конструктивных особенностей устройства

Все лазерные структуры, в которых для токового ограничения используется блокирующий переход с обратным смещением, подвергаются высокочастотному шунтирующему действию емкости объемного заряда, связанной с этим переходом Подобно гетероструктурному лазеру с травленой мезой заращенного типа, гетероструктурный планарный лазер

с двойным каналом, схема которого приведена на рис.5.19, также имеет относительно большую шунтирующую емкость благодаря блокирующему переходу. В лазере с травленой мезой влияние общей шунтирующей емкости может быть уменьшено на порядок путем уменьшения последовательных емкостей изолирующего слоя C_N Этого можно достичь увеличением толщины изолирующего слоя и уменьшением площади верхнего контакта. Подобное уменьшение общей емкости лазера с двойным каналом можно получить путем добавления изолирующего слоя (на рис.5 19 не показан) Емкость объемного заряда блокирующего перехода в обоих устройствах может быть уменьшена посредством уменьшения легирования покровных слоев.

В лазере на основе гребневого волновода (рис.5.23) отсутствует емкость блокирующего перехода, но аналогичная емкость возникает за счет перехода, обусловленного ненакачанной областью активного слоя. Однако значительная часть этой емкости электрически изолирована от активной области тонким (~ 0,2 мкм) четырехкомпонентным покровным p-слоем в каналах с каждой стороны от гребня, в результате чего гребневый лазер является низкоемкостным устройством при условии, что мал верхний контакт. Обычно ширина гребня по крайней мере в два раза больше, чем активная область лазера с травленой мезой, а последовательное паразитное сопротивление соответственно меньше, что приводит к дальнейшему уменьшению $R_s C_s$.

Лазеры, изготовленные на полуизолирующих подложках, такие, как трехканальные лазеры с заращенной серповидной областью, показанные на рис.5.22, также имеют низкую паразитную емкость. В этих лазерах две контактные прокладки расположены почти в одной плоскости и разделены полуизолирующей подложкой. Это приводит к увеличению сопротивления, включенного последовательно с C_N, что значительно уменьшает высокочастотное шунтирующее влияние этой емкости

Лазер с суженной мезой (рис.5.21) и лазеры с полуизолирующими блокирующими слоями [5.40] могут быть изготовлены с исключительно низкими шунтирующими паразитными емкостями Тому существует ряд причин. Во-первых, отсутствует блокирующий переход с обратным смещением Во-вторых, поскольку с каждой стороны активной области имеется очень мало четырехкомпонентного материала, емкость C_J, обусловленная каким-либо переходом с прямым смещением в этой области, минимальна И последнее, емкость верхней контактирующей прокладки может быть сделана малой (~ 1 пФ) путем минимизации площади контакта и использования относительно толстого (~ 1,5 мкм) полимидного слоя под контактом В таких структурах завал характеристики за счет па-

разитных элементов достигается на частотах 24 ГГц [5.88].

5.6.5. Лазерный диод — модуляционная характеристика для малого сигнала

В предыдущих разделах в полном объеме освещено влияние паразитных эффектов на результирующую модуляционную характеристику. Однако определяющее влияние на высокоскоростную модуляцию оказывает характеристика самого лазерного диода [5.91, 5.92]. В этом разделе мы рассмотрим модуляционные характеристики лазерного диода для малого сигнала с помощью скоростных уравнений Практический интерес представляет модуляционная характеристика малого сигнала, поскольку ее легко измерить и тем самым получить полезную информацию по модуляции в случае большого сигнала

Аналитическое выражение для характеристики малого сигнала нетрудно получить, линеаризуя скоростные уравнения (5.2.71). Это достигается с помощью записи величин, зависящих от времени, в виде суммы стационарного состояния и синусоидально изменяющихся составляющих малого сигнала

$$N = N_0 + n\, e^{j\Omega t}, \tag{5.6.1а}$$

$$I_a = I_{a0} + i_a\, e^{j\Omega t}, \tag{5.6.1б}$$

$$S = S_0 + s e^{j\Omega t}, \tag{5.6.1в}$$

где Ω — угловая частота модулирующего сигнала в радианах. Выражения (5.6 1) затем подставляются в скоростные уравнения В обеих частях скоростных уравнений члены в $\exp(-j\Omega t)$ приравниваются друг другу, в то время как произведением двух или более членов, отвечающих малому сигналу, пренебрегается Этот подход приводит непосредственно к выражению для модуляционной характеристики $M(\Omega)$, которая дается выражением

$$M(\Omega) = \frac{p(\Omega)}{i_a(\Omega)}, \tag{5.6 2}$$

где $p(\Omega)$ — выходная мощность оптического малого сигнала. Пренебрегая малыми членами, АМ-характеристика (приведенная к характеристике при нулевой частоте) принимает вид

$$\frac{M(\Omega)}{M(0)} = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 - \Omega^2 + j\Omega\,\{(\gamma\Gamma I_{пор}/evS_0) + (S_0\varepsilon/\tau_p)\}}, \qquad (5\,6\,3)$$

где $I_{пор}$ — пороговый ток, S_0 — стационариая (средняя) **плотность** фотонов, $v = whL$ — объем активной области и

$$\Omega^2 = \frac{g_0 S_0}{\tau_p} \qquad (5\,6\,4)$$

Модуляционная характеристнка $M(0)$ на нулевой частоте определяется наклоном зависимости постоянной выходной световой мощности от тока при зиачениях, превышающих пороговое Наклон зависимости выходной мощности от тока накачки I_d определяется выражением (5 2 91б) В данном случае нас интересует наклон зависимости от I_a Этот наклон равен

$$M(0) = \frac{\eta_T \hbar\omega}{\eta_I 2e} = \frac{v_g \alpha_m \tau_p \hbar\omega}{2e} \qquad (5\,6\,5)$$

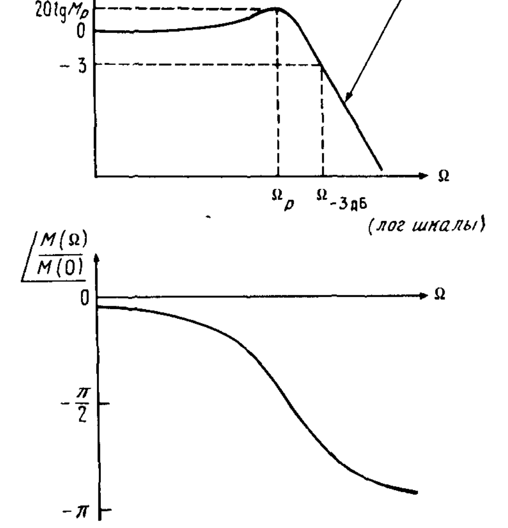


Рис.5.40. Амплитудная и фазовая частотные характернстики для малого сигнала

Соотношение (5 6 3) представляет собой известную передаточную функцию второго порядка с характеристикой затухания, определяемой величиной члена $j\Omega$ в знаменателе Для реальных полупроводниковых лазеров этот член обычно достаточно мал, и поэтому передаточная функция является слабозатухающей и проявляет ясно различимый резонансный пик релаксационных колебаний На рис 5 40 представлены амплитуда и фаза передаточной функции в зависимости от частоты Частота резонансного пика равна Ω_p, высота пика равна $M_p = |M(\Omega_p)/M(0)|$, а частота завала на 3 дБ составляет $\Omega_{-3дБ}$ Выше частоты резонансного пика передаточная функция асимптотически уменьшается с крутизной -40 дБ/декада Фаза величины $M(\Omega)/M(0)$ равна нулю на низких частотах и меняется на $-\pi$ рад при увеличении частоты выше резонансной

Характеристика лазера с умеренной шириной полосы приведена на рис 5 41 На этом рисунке представлены измеренные и расчетные характеристики для гребневого InGaAsP-лазера при трех значениях тока смещения I_d выше порогового [5 90] Для этих расчетов величина порогового тока была измерена непосредственно ($I_{пор}$ = 45), величины γ, Г и V_{act} вычислялись исходя из известных размеров и параметров устройства, а остальные параметры уравнения (5 6 3) (τ_p и ε) получены подгонкой расчетных значений к экспериментальным Паразитные параметры подводящей цепи и чипа определялись с помощью измерения параметров рассеяния на СВЧ-частотах, и влияние этих паразитных эффектов было учтено при расчете характеристик Значения параметров лазерного диода и паразитных параметров [5 90] даны в табл 5 1[1] Штриховая кривая на рис 5 41 показывает высокочастотный спад характеристики вследствие воздействия только паразитных эффектов Для рассматриваемого устройства паразитные эффекты малы и спад результирующей характеристики ниже резонансного пика незначителен

Важную роль играет затухание резонанса релаксационных колебаний, поскольку оно влияет на высоту резонансного пика и максимально достижимую ширину полосы Первый и второй члены коэффициента затухания в знаменателе соотношения (5 6 3) обусловлены соответственно спонтанным излучением и сжатием усиления Член, обусловленный спонтанным излучением, обратно пропорционален величине S_0 и является большим при низких уровнях выходной мощности Это связано с сильным

---

[1] Метод подгонки параметров устройства приводит к некоторой неопределенности в значениях параметров Согласно последним оценкам крутизны усиления, параметр сжатия усиления и время жизни фотона для InGaAsP-лазера с ограниченной мезой [5 104] равны соответственно $g_0 - 1{,}1 \cdot 10^{12}$ м^3/с, $\varepsilon = 8{,}0 \cdot 10^{-24}$ м^3 и $\tau_p = 0{,}9$ пс

затуханием спонтанного излучения, когда на лазер подается ток смещения вблизи порога и доля спонтанного излучения на выходе относительно велика Член же, обусловленный сжатием усиления, пропорционален S_0 и становится большим при высоких уровнях мощности, когда сжатие усиления наибольшее

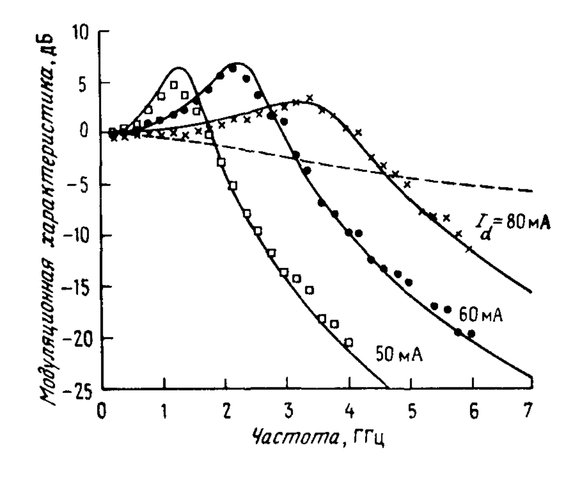


Рис. 5.41. Экспериментальные и расчетные модуляционные характеристики для гребневого лазера при трех различных токах смещения I_d, превышающих пороговое значение [5 90]

Таблица 5 1 Параметры устройства и паразитные параметры для гребневого InGaAsP-лазера [5 90]

Параметр устройства	Единица измерения	Значение	Паразитный параметр	Единица измерения	Значение
v	$м^3$	$4{,}1\cdot10^{-16}$	C_p	пФ	0,23
γ	—	$2{,}0\cdot10^{-4}$	L_p	нГи	0,63
Γ	—	0,3	R_p	Ом	1,0
ε	$м^3$	$6{,}7\cdot10^{-23}$	C_s	пФ	8
τ_p	пс	1,0	R_s	Ом	5,5
$I_{пор}$	мА	45	R_sC_s	пс	44
I_L	мА	0			
g_0	$м^3/с$	$3{,}2\cdot10^{12}$			

Относительный вклад членов спонтанного излучения и сжатия усиления иллюстрируется рис 5 42, который показывает расчетную и измеренную высоты резонансного пика M_p для гребневого лазера (см рис

5.41) в зависимости от тока смещения при $\varepsilon = 6{,}7\cdot10^{23}$ $м^3$ [5.90]. Из-за наличия члена спонтанного излучения расчетная высота резонансного пика на рис.5.42 мала при токах смещения вблизи порогового значения. При токах смещения выше 53 мА высота пика $M_р$ уменьшается благодаря возрастанию члена сжатия усиления. На рис.5.42 также показана расчетная кривая для $M_р$ при нулевом сжатии усиления ($\varepsilon = 0$). В этом случае расчетная кривая для $M_р$ при высоких токах возрастает до значения приблизительно 22 дБ. Это много больше значения, которое наблюдается экспериментально, и ясно видно, что за исключением области токов смещения вблизи порога затухание определяется сжатием усиления. Для токов смещения, которые значительно выше порогового, соотношение (5.6.3) принимает более простой вид

$$\frac{M(\Omega)}{M(0)} = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 - \Omega^2 + j(\Omega S_0\varepsilon/\tau_р)} \tag{5.6.6}$$

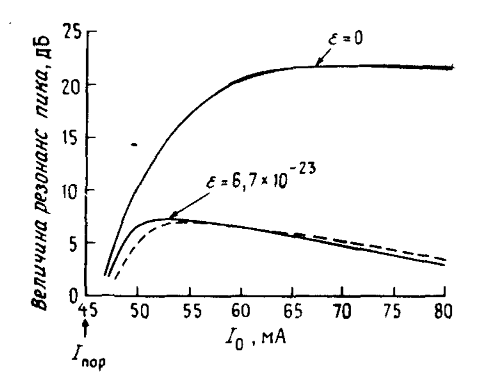


Рис.5.42. Экспериментальная (штриховая кривая) и расчетные (сплошные кривые) зависимости величины резонансного пика от тока смещения [5.90].

Соответствующая постоянная времени затухания равна

$$\tau_1 = \tau_р/S_0\varepsilon \tag{5.6.7}$$

5.6.6. Высокочастотные ограничения

Основными параметрами, необходимыми для вычисления высокочастотной характеристики, являются ширина полосы на уровне −3 дБ, обозначаемая как $\Omega_{-3дБ}$, резонансная частота $\Omega_р$ и высота резонансного

пика M_p В высокочастотных приложениях на лазер обычно подается смещение, которое существенно выше порогового значения, когда членом спонтанного излучения можно пренебречь Из (5 6 6) можно показать, что [5 92]

$$\Omega_p = \Omega_0 + \text{члены высших порядков по } \Omega_0/\Omega_m, \quad (5\ 6\ 8)$$

$$\Omega_{3дБ} = 1{,}55 + \text{члены высших порядков по } \Omega_0/\Omega_m, \quad (5\ 6\ 9)$$

$$M_p = \Omega_m/\Omega_0 + \text{члены высших порядков по } \Omega_0/\Omega_m, \quad (5\ 6\ 10)$$

где Ω определяется выражением (5 6 4), а

$$\Omega_m = g_0/\varepsilon \quad (5\ 6\ 11)$$

При низких и средних уровнях мощности членами высоких порядков можно пренебречь На рис 5 43 в виде сплошных линий приведены зависимости параметров Ω_p $\Omega_{3дБ}$ и M_p, вычисленных по формулам (5 6 8)—(5 6 10), от Ω_0 Поскольку Ω_m — материальный параметр, ко

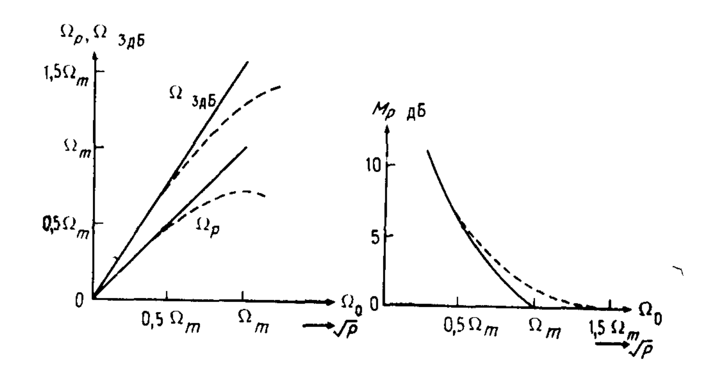


Рис. 5.43. Зависимость резонансной частоты Ω_p, частоты $\Omega_{-3дБ}$ на уровне 3 дБ и амплитуды резонансного пика M_p от Ω_0 Сплошные кривые соответствуют случаю, когда в (5 6 8)—(5 6 10) пренебрегают членами высших порядков Штриховые кривые соответствуют случаю, когда члены высшего порядка учтены Горизонтальная ось представляет собой квадратный корень из оптической выходной мощности ($\sqrt{P}$)

торый не зависит от тока смещения, а величина Ω_0 пропорциональна $\sqrt{S_0}$, шкалы горизонтальных осей представляют собой квадратный корень из стационарного значения оптической выходной мощности P Отсюда следует важное заключение, состоящее в том, что ширина полосы увеличивается как $\sqrt{P}$ до тех пор, пока высота резонансного пика уменьшается с ростом выходной мощности

Штриховые кривые для Ω_p, $\Omega_{-3дБ}$ и M_p на рис 5 43 соответствуют случаю, когда в (5 6 8)—(5 6 10) учитываются члены высшего порядка Можно видеть, что скорость увеличения ширины полосы с ростом $\sqrt{P}$ уменьшается при высоких выходных мощностях и уменьшение высоты резонансного пика проявляется слабо

5.6.7. Влияние конструктивных особенностей лазера на ширину полосы

Чтобы получить плоскую характеристику, помимо низких паразитных параметров, широкополосный лазер должен иметь большую резонансную частоту и сильно затухающий резонансный пик Эти требования возникают одновременно, если велика Ω_0 Число методов максимизации Ω_0 [5 91] непосредственно следует из (5 6 4), т е $\Omega_0^2 = S_0 g_0/\tau_p$, что можно записать с помощью (5 2 27) и (5 2 77в) в виде

$$\Omega_0^2 = P \frac{2\Gamma\ g_0(\alpha + L^{-1} \ln R^{-1})}{(\hbar\omega)(wh) \ln R^{-1}} \qquad (5\ 6\ 12)$$

Первый метод максимизации Ω_0, который следует из (5 6 4) или (5 6 12), состоит в максимизации плотности среднего числа фотонов S_0 Для данной выходной мощности этого можно достичь, уменьшая ширину распределения оптического поля в поперечном направлении, параллельном плоскости перехода Таким образом, лазеры типа лазеров с ограниченной мезой, имеющие узкую активную область и оптическое поле, сосредоточенное в области, параллельной плоскости перехода, имеют большую ширину полосы и сильное затухание Влияние уменьшения ширины w активной области ясно видно из соотношения (5 6 12) Однако следует заметить, что уменьшение толщины активной области h оказывает малое влияние на Ω_0, поскольку Γ приблизительно пропорционально h Кроме того, плотность фотонов может быть увеличена еще больше, если использовать токи накачки значительно выше пороговых При высоких уровнях токов нагревание может привести к проблемам стабильности и ограничению достижимой ширины полосы из-за уменьше-

ния крутизны усиления g_0 Поэтому хорошо сконструированный широкополосный лазер должен иметь низкий пороговый ток и хороший теплоотвод При высоких уровнях мощности могут возникать самоподдерживающиеся пульсации и может происходить катастрофическое разрушение зеркал, что ограничивает работу при высоких мощностях, особенно устройств на AlGaAs

Второй метод, с помощью которого можно сделать большой величину Ω_0, состоит в увеличении крутизны усиления g_0 Этого можно достичь снижением температуры [5 93] и увеличением уровня легирования активного слоя [5 94] Для иллюстрации влияния температуры на g_0 на рис 5 44 приведены зависимости ширины полосы по уровню -3 дБ лазера с ограниченной мезой от квадратного корня из выходной мощности в области температур, понижаемых от 15 до -70 °C При выходной мощности 9 мВт ширина полосы по уровню -3 дБ увеличивается от 12,5 ГГц при температуре 15 °C до приблизительно 22 ГГц при -70 °C Заметим, что кривые почти линейны Это указывает на большую величину Ω_m в данном устройстве Ширина полосы достигает насыщения при выходной мощности, равной примерно 9 мВт Два других перспективных подхода к достижению больших значений g_0 состоят в использовании лазеров с квантовым ограничением [5 96] и РОС или РБЗ лазеров, которые приводят к отстройке резонанса в сторону коротких волн от пика усиления [5 97] (см рис 5 6)

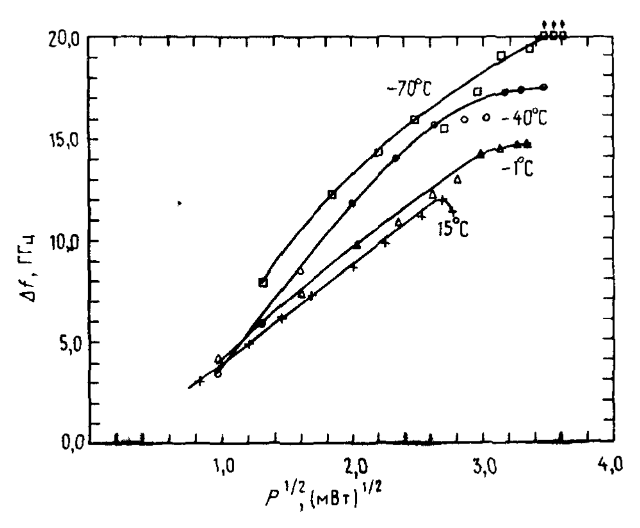


Рис. 5.44. Зависимость ширины полосы от $\sqrt{P}$ в лазере с ограниченной мезаструктурой [5 44]

Третий метод увеличения Ω_0 состоит в уменьшении времени жизни фотона τ_p за счет увеличения в соотношении (5 6 12) члена $\alpha + L^{-1} \ln R^{-1}$ Этого можно достичь, уменьшая длину резонатора лазера Эффективность этого метода была продемонстрирована как для AlGaAs лазера [5 93], так и для InGaAsP лазера [5 95]

5.6.8. Модуляция большим сигналом — ИКМ

Динамическая модуляционная характеристика полупроводникового лазера при модуляции большим сигналом является сложной благодаря сильным нелинейным свойствам самого устройства Форма выходного импульса сильно зависит от частоты, и амплитуда входного сигнала, а также искажения могут быть значительными Характеристики устройств при большом уровне сигнала исследовались для различных модуляционных схем, включая обычную импульсно кодовую модуляцию (ИКМ) для цифровых систем связи и генерацию коротких импульсов за счет модуляции усиления В этом разделе мы рассмотрим некоторые основные ограничения скорости для схемы ИКМ

В случае простой двухуровневой ИКМ лазер переключается в состояние «включено» (сигнал «да» или «1») и «выключено» (сигнал «нет» или «0») Поэтому скорость передачи ограничивается скоростью, с которой лазер можно переключить из состояния «выключен» в состояние «включен» и наоборот Для определения параметров, которые влияют на ограничение этой скорости, можно получить простые аналитические выражения для времен включения и выключения лазера, накачиваемого импульсами тока На рис 5 45 показаны входной импульс тока I_a и ре-

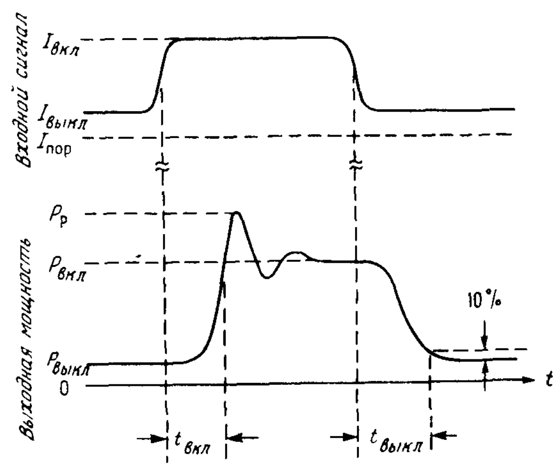


Рис.5.45. Форма импульса входного сигнала (тока) и результирующая модуляционная характеристика лазера для большого сигнала

зультирующая характеристика большого сигнала Уровень тока накачки при выключении и выходная мощность обозначаются соответственно $I_{выкл}$ и $P_{выкл}$, а те же величины при включении — $I_{вкл}$ и $P_{вкл}$ Обычно в высокоскоростных системах передачи информации для увеличения скорости переключения и получения одномодового режима смещение на лазер подается чуть выше порогового значения так, чтобы $I_{выкл} > I_{пор}$ Время включения $t_{вкл}$ определяется в этом случае как время, за которое величина выходной мощности $P(t)$ достигнет значения $P_{вкл}$ Время выключения $t_{выкл}$ — это время, за которое выходная мощность снизится до 10% величины своего конечного значения Высота пика мощности $P(t)$, обусловленная выбросом, равна $P_р$

а) **Включение.** Численный анализ полных скоростных уравнений [5 98] показывает, что, если лазер переключается из состояния ниже порогового, члены вынужденной и спонтанной рекомбинации в скоростных уравнениях для фотонов малы, и ими можно пренебречь при $t \leq t_{вкл}$ То же самое условие используется, если $I_{выкл}$ чуть выше порога Поэтому в случае $0 \leq t \leq t_{вкл}$ соотношение (5 2 71а) можно записать в более простом виде

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I_{вкл} - I_{выкл}}{ev}, \tag{5 6 13}$$

где предполагается, что электрический импульс имеет малое время нарастания Решение уравнения (5 6 13) (при $0 \leq t \leq t_{вкл}$) имеет вид

$$N(t) = N_{выкл} + \frac{(I_{вкл} - I_{выкл})t}{ev}, \tag{5 6 14}$$

где $N_{выкл}$ — плотность носителей при выключении, а $t = 0$ соответствует переднему фронту электрического импульса Выходная мощность $P(t)$ в течение времени установления при включении может быть получена путем подстановки (5 6 14) в (5 2 71б) Чтобы получить простое аналитическое решение для $P(t)$, в выражении (5 2 71б) член $1 - \varepsilon S$, обусловленный сжатием усиления, полагается равным единице В решении, таким образом, пренебрегается насыщением ширины полосы благодаря затуханию при высоких уровнях выходной мощности Однако результаты достаточно точны для низких и средних уровней выходной мощности При $\gamma = 0$ выходная мощность дается выражением

$$P(t) \simeq P_{выкл} \exp\left[\frac{g_0(S_{вкл} - S_{выкл})t^2}{2\tau_р}\right], \tag{5 6 15}$$

где $S_{\text{выкл}}$ и $S_{\text{вкл}}$ — плотности фотонов соответственно при выключении и включении В случае $S_{\text{выкл}} \ll S_{\text{вкл}}$ выражение (5 6 15) принимает вид

$$P(t) = P_{\text{выкл}} \exp\left[0,5\ \Omega_{0,\text{вкл}} t^2\right], \tag{5 6 16}$$

где

$$\Omega_{0,\text{вкл}} = \left[\frac{g_0 S_{\text{вкл}}}{\tau_p}\right]^{1/2} \tag{5 6 17}$$

является резонансной частотой *малого сигнала* Ω_0, когда иа лазер подается смещенне, соответствующее току накачки при включенин $I_{\text{вкл}}$ [см (5 6 4)] Время включения запишется теперь в виде

$$t_{0,\text{вкл}} = \frac{\sqrt{2}}{\Omega_{0,\text{вкл}}} \left[\ln\left[\frac{P_{\text{вкл}}}{P_{\text{выкл}}}\right]\right]^{1/2} \tag{5 6 18}$$

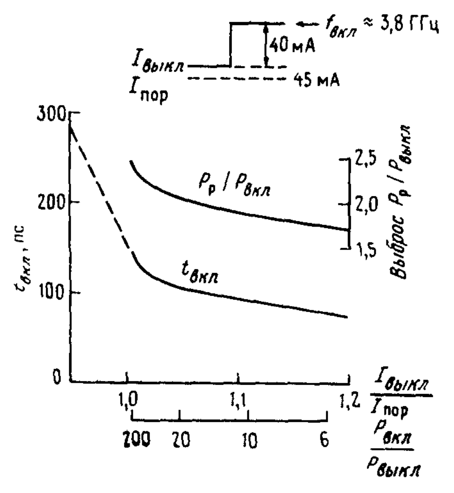


Рис. 5.46. Расчетные кривые зависимости времени включения и величины выброса от отиошеиия $P_{\text{вкл}}/P_{\text{выкл}}$ и $I_{\text{выкл}}/I_{\text{пор}}$

Из этого выраження мы видим, сколь важную роль играют плотиость фотонов при включенни нлн выходная мощность (которая влияет на $\Omega_{0\ \text{вкл}}$), а также отиошенне мощностей при включении н выключеиии $P_{\text{вкл}}/P_{\text{выкл}}$ Время включеиия уменьшается с увеличением $S_{\text{вкл}}$ и уменьшением $P_{\text{вкл}}/P_{\text{выкл}}$ Иными словами, быстрое включение достнгается с помощью широкополосных лазеров с нспользованнем малого отношения

$P_{вкл}/P_{выкл}$. Аналогичные исследования [5.99] показали, что с уменьшением $P_{вкл}/P_{выкл}$ понижается также выброс $P_р/P_{вкл}$. Следует заметить, что в каналах связи уменьшение отношения $P_{вкл}/P_{выкл}$ приводит к системным искажениям мощности [5.6, гл.18], поэтому оптимальное отношение $P_{вкл}/P_{выкл}$ может определяться соотношением между временем включения и чувствительностью приемника На рис.5 46 приведена расчетная кривая зависимости времени включения и величины выброса для гребневого волноводного лазера [5.99] от отношения $P_{вкл}/P_{выкл}$ и соответствующей величины $I_{выкл}/I_{пор}$. Кривая времени включения получена расчетом по формуле (5 6.18) для тока выше порогового ($I_{выкл}/I_{пор} > 1$), в то время как участок кривой, соответствующий току ниже порогового (штриховая кривая), получен численным расчетом из скоростных уравнений (5 2 71) Заметим, что режим включения улучшается, если на устройство подается смещение выше порогового

б) Выключение. Простые аналитические выражения для анализа характеристик выключения можно получить, разделяя переходный процесс при включении на два временных периода, а именно период 1, на котором $P > P_{вкл}/2$, и период 2, на котором $P < P_{вкл}/2$. Для первого из этих периодов (5.2.71а) принимает вид

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{I_{вкл} - I_{выкл}}{ev} + \left[r_{st,вкл} - r_{st}(t)\right], \tag{5.6 19}$$

где
$$r_{st}(t) = g_0[N(t) - N_t][1 - \varepsilon S(t)]S(t) \tag{5.6.20}$$

является членом в (5 2 71а), обусловленным вынужденной эмиссией, а $r_{st,вкл}$—стационарное значение r_{st} для тока накачки при включении Членом спонтанной рекомбинации в уравнении (5.6.19) можно пренебречь, поскольку N является приблизительно постоянной величиной. Точное решение уравнения (5 6.19) получить трудно из-за временной зависимости $r_{st}(t)$. Однако можно получить приближенное решение для периода 1, если предположить, что в правой части уравнения (5.6.19) преобладает первое слагаемое, в то время как второй член $[r_{st,вкл} - r_{st}(t)]$ увеличивается от нуля до величины, равной приблизительно $0,5(I_{вкл}/I_{выкл})/ewhL$. Для простоты предположим, что второй член в (5.6 19) в течение периода 1 имеет среднее (постоянное) значение $0,25(I_{вкл} - I_{выкл})/ewhL$, и подставим это значение в (5 6.19), в результате чего получим

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{0,75(I_{\text{вкл}} - I_{\text{выкл}})}{ewhL}. \quad (5.6.21)$$

Решение для $P(t)$ в течение периода 1 принимает вид

$$P(t) = P_{\text{вкл}}\exp\left(-0,375\ \Omega_{0,\text{вкл}}t^2\right), \quad (5.6.22)$$

где $t = 0$ соответствует здесь заднему фронту электрического импульса накачки.

В течение периода 2 в правой части уравнения (5.6.19) преобладает второй член. Приближенное решение для $P(t)$ в течение периода 2 можно получить, если в правой части уравнения пренебречь первым членом, заменить меняющееся во времени усиление в (5.6 19) средним (постоянным) значением и сшить крутизну $P(t)$ на границе периодов 1 и 2. Это дает для периода 2 следующее выражение:

$$P(t) = \frac{P_{\text{вкл}}}{2}\exp\left[1,018\ \Omega_{0,\text{вкл}}(t_{1/2} - t)\right], \quad (5.6.23)$$

где

$$t_{1/2} = 1,36/\Omega_{0,\text{вкл}} \quad (5.6.24)$$

—время, за которое $P(t)$ уменьшается до величины $P_{\text{вкл}}/2$. Из (5.6.23) и (5.6.24) находим

$$t_{\text{выкл}} = t_{1/2} + 1,58/\Omega_{0,\text{вкл}} = 2,94/\Omega_{0,\text{вкл}}. \quad (5.6.25)$$

Следует заметить, что в (5.6.25) время выключения не зависит от отношения $P_{\text{вкл}}/P_{\text{выкл}}$ Для типичных значений этого отношения (~10) в (5.6.18) время включения $t_{\text{вкл}}$ всегда меньше, чем время выключения $t_{\text{выкл}}$ Поэтому в высокоскоростных системах передачи информации ограничение скорости переключения определяется временем выключения [5.99]

На рис.5.47 приведены экспериментальные глаз-диаграммы для гребневого лазера, показанного на рис.5.46, при скорости передачи информации 2 Гбит/с Эти диаграммы были получены при накачке лазера не обращающейся в нуль псевдослучайной последовательностью импуль-

сов. Чтобы получить наложение большого числа переключений мощности $P(t)$, использовали осциллограф с импульсной модуляцией. По мере увеличения $I_{выкл}/I_{пор}$ выброс уменьшается, а ширина импульса увеличивается благодаря уменьшению $t_{вкл}$. Отметим, что время выключения больше, чем время включения в соответствии с теорией, приведенной выше.

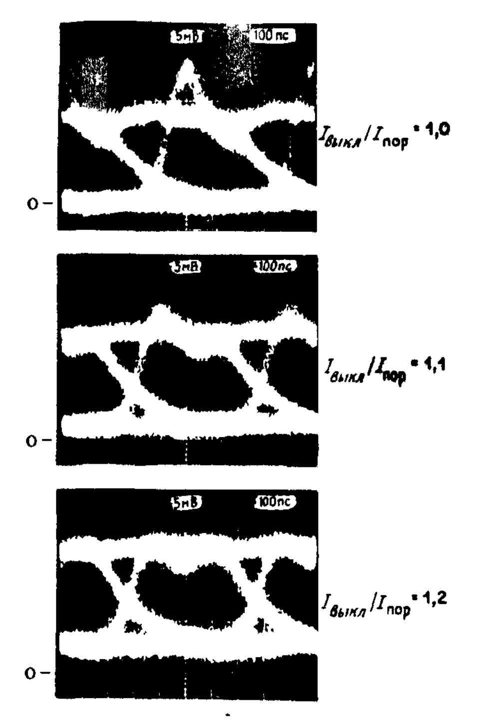


Рис. 5.47. Экспериментальные глаз-диаграммы при 2 Гбит/с для различных значений $I_{выкл}/I_{пор}$ [5.90].

в) Частотный чирп. Экспериментальные исследования частотного чирпа [5.100] показали, что он достигает максимального значения в течение переходного процесса при включении. Из (5.6.14) видно, что в области $0 < t < t_{вкл}$ величина N и, следовательно, частотный сдвиг $\delta\omega$ линейно увеличиваются со временем. Оценка чирпа $\delta\omega_{вкл} - \delta\omega_{выкл}$ в промежутке времени от $t = 0$ до $t = t_{вкл}$ может быть получена из соотношений (5.2.19б), (5.2.39), (5.6.14) и (5.6.18). При $S_{выкл} \ll S_{вкл}$ имеем

$$\delta\omega_{\text{вкл}} - \delta\omega_{\text{выкл}} = \frac{a\Omega_{0,\text{вкл}}}{2}\left[\ln\left(\frac{P_{\text{вкл}}}{P_{\text{выкл}}}\right)\right]^{1/2} \tag{5.6.26}$$

Следует заметить, что разность $\delta\omega_{\text{вкл}} - \delta\omega_{\text{выкл}}$ пропорциональна величине $\Omega_{0,\text{вкл}}$ и, следовательно, в широкополосных устройствах является очень большой. Так же, как и время включения $t_{\text{вкл}}$, чирп можно уменьшить, уменьшая отношение $P_{\text{вкл}}/P_{\text{выкл}}$. Чирп пропорционален фактору увеличения ширины линии a.

В проведенном выше рассмотрении мы предполагали, что входной сигнал является идеально ступенчатым (с нулевым временем нарастания). Однако на практике время нарастания входного сигнала может быть значительным из-за конечной скорости включения электронной цепи накачки и замедления за счет паразитных эффектов. Если время включения не играет особой роли, то можно осуществить обрезание волнового фронта накачки и таким образом улучшить характеристику чирпа. Например, двойная ступенька на переднем фронте импульса накачки [5.101] может значительно уменьшить выброс плотности электронов и уменьшить чирп, Существуют различные методы использования схем, формирующих импульс, с полосой непрозрачности, центральная частота которой совпадает с резонансной частотой лазера [5.102], что позволяет сдвигать составляющие сигнала накачки при резонансной частоте. Другие способы уменьшения чирпа состоят в использовании квантово-ограниченных структур с малыми значениями a [5 96], внешних решеток для уменьшения эффективного значения a [5 84], синхронизации инжекции [5.103] и внешних модуляторов (гл. 4).

Чирп можно связать непосредственно с плотностью фотонов S или выходной мощностью P безотносительно к току накачки или плотности электронов [5.105]. Это позволяет формировать импульс обрезанием и таким образом достигать необходимого чирпа [5.106]. Чтобы получить соотношение между чирпом и P, в (5 2.19б) необходимо положить величину δg равной разности между усилением и членом (постоянным), характеризующим потери $(\Gamma\tau_p v_g)^{-1}$, который является исходным усилением и близок к стационарному значению. При этом из (5.2 19б) получим

$$\delta\omega = \frac{1}{2} v_g a\Gamma\left[g - \frac{1}{\Gamma\tau_p v_g}\right]. \tag{5.6.27}$$

Подставляя (5.6.27) и (5.2.39) в (5.2.71б) и полагая $\gamma = 0$, имеем

$$\frac{\dot{S}}{S} = \frac{2\delta\omega}{a} - v_g\Gamma g\varepsilon S \tag{5.6.28}$$

Чтобы решить это уравнение, заметим, что выше порогового уровня усиление g в (5 6 28) стремится к постоянной велнчине, равной потерям $(\Gamma\tau_p v_g)^{-1}$. Благодаря этому приблнжению уравнение (5.6 28) принимает более простой вид

$$\delta\omega = \frac{a}{2}\left[\frac{\dot{S}}{S} + \frac{\varepsilon S}{\tau_p}\right] \qquad (5.6\ 29)$$

Удобнее выразить $\delta\omega$ через оптическую выходную мощность P, а не через плотность фотонов Такнм образом, с помощью (5.2.23) уравнение (5 6 29) преобразуется к внду [5.105]

$$\delta\omega(t) = \frac{a}{2}\left[\frac{d}{dt}\ \ln P(t) + \kappa P(t)\right], \qquad (5\ 6\ 30а)$$

где

$$\kappa = \frac{2\Gamma\varepsilon\eta_{\text{I}}}{v\hbar\omega\eta_{\text{T}}} \qquad (5\ 6.30б)$$

Следует заметить, что κ — это коэффициент, который определяет сжатие усилення через оптическую мощность, а не через плотность фотонов Коэффнцнент сжатня уснления в (5 2 59), выраженный через этот параметр, запишется в виде

$$g = \bar{g}_0(N - N_t)(1 - \kappa\tau_p P) \qquad (5\ 6\ 31)$$

В (5.6 30) чирп $\delta\omega(t)$ и выходная мощность $P(t)$ записываются в явном виде как функции времени, чтобы подчеркнуть, что если $P(t)$ нзвестна, то нетрудно вычислить и временную зависимость чирпа

В уравнениях (5 6 29) н (5 6 30а) величина первого члена мала на уровнях «включено» н «выключено», когда $\ln P(t)$ является константой Однако она может быть большой в теченне переходных процессов при высокоскоростных включеннях и выключениях и обычно осциллирует между положительным и отрицательным значениями благодаря звону Чтобы ограничить скорость изменения $\ln P(t)$ после включения, этот член можно регулировать по величине формой оптического импульса Из-за разницы в стационарных значеннях величины N второй член в (5 6 30а) прнводит к росту частотного сдвига между уровнями «включено» — «выключено»

Для иллюстрацин вышензложенного на рнс 5 48 показан измеренный сдвиг длины волны в процессе установления для различных лазерных

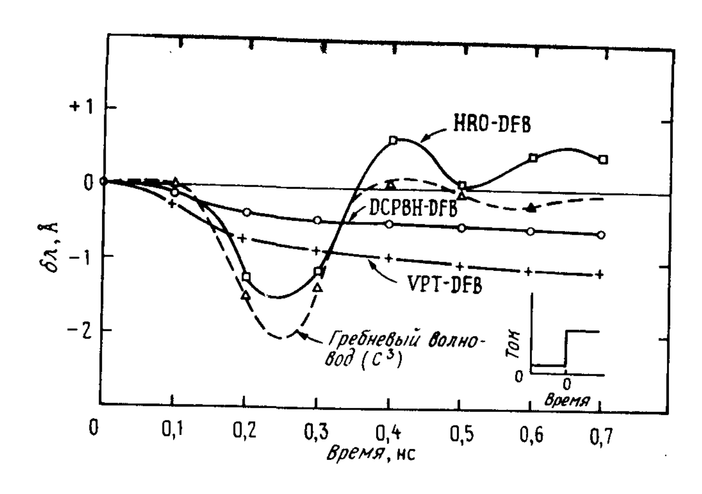


Рис.5.48. Экспериментальные кривые установления сдвига длины волны для различных лазеров на основе InGaAsP [5.107].

структур [5.107]. Чирп длины волны $\delta\lambda$ приведен для гребневого трехзеркального лазера (C^3) со связью через полированные торцы и трех типов РОС-лазеров: лазера, изготовленного с помощью газотранспорта (VPT), двухканального планарного лазера на заращенной гетероструктуре (DCPBH) и гетероструктурного погруженного гребневого лазера (HRO). На каждый лазер подавалось смещение несколько выше порогового, и включение производилось при $t = 0$ импульсом тока с временем нарастания 90 пс. Для гребневого и HRO-лазеров осцилляции оптической мощности велики вследствие относительно большого объема активной области в этих устройствах и соответсвенно малой плотности фотонов. Осцилляции в $\delta\lambda$ для этих лазеров определяются первым членом в (5.6.30а). В отличие от гребневого и HRO-лазеров лазеры, изготовленные методом газотранспорта (VPT), и двухканальные планарные гетероструктурные лазеры заращенного типа (DCPBH) характеризуются малыми осцилляциями, а VPT-лазеры имеют существенный сдвиг между уровнями «включено»—«выключено». Уменьшение осцилляций в этих устройствах происходит частично благодаря уменьшению активной области и замедляющему эффекту паразитного влияния чипа. Частотный сдвиг в VPT-лазерах возникает из-за относительно большой величины κ в этих устройствах, обусловленной узкой активной областью (~ 1

мкм). Следует заметить, что характеристики чирпиига для всех лазеров ожидаются одинаковыми и не зависящими от структуры, если плотности и времена жизни фотонов одинаковы, как показано в (5.6.29).

5.6.9. Модуляция большим сигналом—включение усиления

В схеме импульсной модуляции, рассмотренной в разд.5.6.8, лазер накачивается импульсом, который имеет приблизительно прямоугольную форму. Задача состонт в том, чтобы получить на выходе оптический волновой фронт, повторяющий электрический волновой фронт накачки. Ограннчение скорости модуляции происходит в первую очередь вследствие задержки включения и выключения. Один из вариантов увеличения скоростн модуляцни состоит в использованнн модуляцин усиления для генернрования коротких оптических импульсов. В этом методе периодический электрнческнй сигнал накачки подается на лазер с такнм уровнем смещения и параметрамн импульса чтобы оптический выходной сигнал спадал до нуля сразу после первого пичка каждого релаксационного колебания. Последующие пички затухают [5.108].

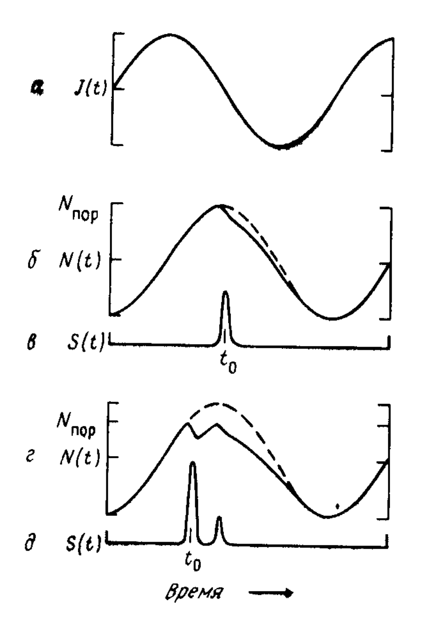


Рис.5.49. Схематическое представление временных зависимостей для плотности тока инжекции, усиления и плотности фотонов прн включении усиления синусоидальным током иакачки [5.108].

Накачка при модуляции усиления может быть осуществлена либо в виде последовательности импульсов тока, либо должна иметь синусоидальную форму. На рис.5.49 приведены временные зависимости плотности инжекционного тока, плотности носителей или усиления и плотности фотонов при синусоидальной накачке. Уменьшение усиления вследствие вынужденного излучения представляет собой разность между штриховой и сплошной кривыми. На рис.5.49,*г* и *д* представлены усиление и плотность фотонов при большом токе смещения. В этом случае усиление достигает порога дважды и излучается второй (меньший) импульс.

Модуляция усиления обладает рядом преимуществ. Во-первых, если электрический сигнал накачки представляет серию достаточно коротких импульсов, амплитуда импульсов может быть значительно больше, чем допускается при обычной ИКМ. Это приводит к очень коротким временам включения. Во-вторых, скорость изменения выходной мощности на заднем фронте одиночного пика релаксационных колебаний больше и замедленное выключение не составляет большой проблемы, как при соответствующей ИКМ. В итоге результирующая ширина импульса, получаемая с помощью модуляции усиления, очень мала ($\sim$ 20 пс или меньше), что в принципе позволяет передавать информацию со скоростью порядка десятков гигабит в секунду. Несмотря на то что модуляция усиления обычно имеет периодический характер, была продемонстрирована цифровая передача информации со скоростью выше 8 Гбит/с [5.109]. Основной недостаток модуляции усиления для систем связи состоит в относительно большом чирпе, что обусловлено быстрым изменением выходной мощности в течение модулирующего импульса [5.109].

5.6.10. Активная синхронизация мод

Другой способ генерации повторяющихся коротких импульсов в полупроводниковых лазерах состоит в активной синхронизации мод с помощью модуляции усиления [5.110, 5.111]. В этом методе лазер имеет просветляющее покрытие на одной из граней и помещается в удлиненный резонатор с той же самой структурой, что и лазер с удлиненным резонатором, показанный на рис.5.36. Внешний резонатор может быть воздушным, как показано на рис 5.36, или волноводным, например, в виде оптического волокна [5.112]. Как и при модуляции усиления, на активное устройство подается постоянный ток смещения и периодический ВЧ-сигнал. Частота ВЧ-сигнала устанавливается равной частоте между продольными модами резонатора Фабри—Перо $f_s = \omega_s/2\pi$, которая

соответствует временн полного обхода резонатора T_R.

$$f_s = 1/T_R, \quad (5.6\ 32)$$

$$T_R = 2L_1/v_g \quad (5\ 6\ 33)$$

Синхроннзация мод может быть получена **также и на высшнх** гармониках этой частоты [5.112]

Сущность процесса синхронизацин мод состоит в следующем Импульс циркулирует в резонаторе синхронно с ВЧ снгналом накачки Этот импульс в активной среде в момент периодического оптнческого уснлеиия достигает своей максимальной величины и усиливается в результате короткого всплеска вынужденного излучения Усиленне растет до тех пор, пока передний фронт импульса проходит через среду с уснлением н спадает на заднем фронте, как показано на рис 5 50 Эти эффекты приводят к сжатию импульса за счет обрезания соответственно переднего и заднего фронтов В стационарном состоянии это обрезанне компенсируется днсперсией импульса, а усиление импульса компенсируется потерями

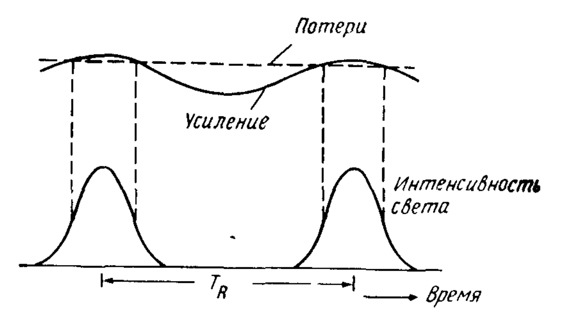


Рис.5.50. Временная зависимость усиления и плотностн фотонов в лазере с синхронизацией мод [5 110]

Альтернатнвный вариант синхронизации мод можно реалнзовать, используя рассмотрение в частотной области Продольные моды удлиненного резонатора отстоят друг от друга на величину межмодового расстояния резонатора Фабри—Перо f_s, которая обычно лежнт в микроволновом диапазоне Модулирующнй сигнал на этой частоте возбуждает несколько мод таким образом, что между ними существуют определенные

фазовые соотношения (отсюда появился термин «синхронизация мод») Из фурье анализа следует, что выходной сигнал состоит из серии импульсов, разделенных по времени величиной T_R Амплитуда всех синхронизованных мод резонатора достигает масимума в момент времени, соответствующий пику импульса

5.7. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДИОДЫ И ЛАЗЕРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Волноводные лазерные структуры, рассмотренные в разд 5 3, при накачке ниже порога можно применить либо в качестве некогерентного источника, либо в качестве усилителя Эти некогерентные источники известны как светоизлучающие диоды с торца (ТИСИД) или суперлюминесцентные диоды (СЛД), в зависимости от линейности их характеристик Допороговый режим можно также реализовать при больших токах накачки и соответственно получить более высокую мощность, сводя к минимуму обратную связь с помощью нанесения просветляющих покрытий на одну или обе сколотые грани зеркал или используя другие методы

ТИСИД и СЛД представляют собой источники усиленного спонтанного излучения, действующие в режиме, в котором выходной сигнал для первых зависит от тока накачки линейно, а для вторых—сверхлинейно Однако усилитель усиливает падающий когерентный сигнал, но усиленный сигнал сопровождается тем же самым усиленным спонтанным излучением, что и в ТИСИД и СЛД Отсюда следует, что волноводные СИДы и усилители тесно связаны друг с другом, и мы их рассмотрим в следующих разделах Идеальный усилитель не имеет обратной связи за счет зеркальных граней и усиливает падающий сигнал за один проход, его называют усилителем бегущей волны (УБВ) Реальные усилители (даже с хорошими просветляющими покрытиями) обладают некоторой остаточной отражательной способностью, и их называют усилителями Фабри—Перо (УФП) Полный обзор полупроводниковых лазерных усилителей приведен в работе [5 113]

5.7.1. Торцевые излучатели и суперлюминесцентные диоды

Обычные поверхностно излучающие световые диоды (ПИСИД) испускают некогерентное спонтанное излучение в очень широком спектральном диапазоне в телесный угол 2π рад [5 114] Свет излучается от поверхности, параллельной плоскости перехода Поскольку инжекционный ток обычно слишком мал, чтобы вызвать заметное усиление, излучение возникает в такой части активного слоя, которая имеет толщину, приблизительно равную α^{-1}, такую, при которой эффективное затухание

равно $1/e$ и ограничено коэффициеитом поглощения материала α Неполяризованное выходное излучение проходит через прозрачную подложку к поверхности, и мощность увеличивается линейно с ростом тока иакачкн. Шнрина полосы модуляции диода ограиичивается спонтанным времеием жизни τ_n и обычно составляет величииу порядка 100 МГц. Спектральная ширнна нмеет величины порядка 125 нм. Обзор по светодиодам приведен в работе [5.114].

Наоборот, спонтанное излучение, генерируемое в активном слое СИДа, испускающего свет с торца, выходнт параллельно переходу от торца активного слоя Такой СИД работает при достаточно низком усиленин, при котором выходная мощность увеличивается линейно с ростом тока Таким образом, в торцевом СИДе результирующее усиление $\Gamma g - \alpha$ меньше нуля, но эффективная длина пути излучения $(\alpha - \Gamma g)^{-1}$ может быть больше, чем у поверхностно-излучающего СИДа.

Когда разность $\Gamma g - \alpha$ становится положнтельной, уснленное спонтанное излученне возрастает уже сверхлннейно с током, и устройство начинает работать в режиме СЛД. Так как усиленная плотность фотонов увелнчивается по мере увелнчення длины путн, происходит сжатие усилення вследствне обеднення носителей в активном слое и усиление в этом случае растет не столь быстро с увеличением тока. Поэтому выходные характерннстики становятся более линейными. Заметим, что такое сжатне усиления отличается от сжатия уснления прн воздействии оптнческого поля, описанного в разд.5 2.6 с помощью εS.

При рассмотрении идеализированного СЛД предполагается, что обратная связь в резонаторе отсутствует. На практике обратная связь минимизнруется с помощью следующих методов: а) укорочением электрода для того, чтобы оставнть значительную часть одного из концевых участков лазерной структуры ненакачаиной [5.115]; б) орнентировкой, усиливающей полоски под большим углом от нормали к сколотой грани, чтобы воспрепятствовать отраженному пучку вернуться в уснливающую область [5.116] н в) использованием просветляющих покрытий на одном или обоих торцах [5.117]. Ни один из этих методов не обеспечивает нулевой обратной связи, и, до тех пор пока не начнут преобладать тепловые эффекты, лазерного порога можно достичь при достаточно большнх токах накачки. Характернстики торцевого излучателя, к которым относятся ширина спектра, угол излученного пучка и ширина полосы модуляции, могут быть улучшены по сравнеиию с лазерными, поскольку увеличивается результирующее усиление. Спектральная ширина уменьшается с увеличением тока накачки, поскольку экспоненциальное уснлеиие способствует возникновению пика в распределении спонтанно-

го излучения. Аналогично угол пучка сужается благодаря тому, что аксиальные лучи испытывают усиление на более длинном участке по сравнению с неаксиальными лучами, а ширина полосы увеличивается, поскольку укорачивается время жизни носителей вследствие вынужденного излучения

Первые ТИСИДы и СЛД представляли собой структуры с волноводным усилением без бокового рефрактивного ограничения в плоскости перехода, но с рефрактивным ограничением в плоскости перпендикулярной переходу, создаваемому гетероструктурой. Эффективность электрооптического преобразования СЛД, особенно для связи с волокном с данной числовой апертурой ($ЧА_f$), может быть значительно улучшена с помощью бокового рефрактивного ограничения [5 118]. Если ЧА волновода ($ЧА_g$) согласуется с волокном, т.е $ЧА_g = ЧА_f$, то все спонтанное излучение, генерируемое в активной области внутри телесного угла, которое может быть введено затем в волокно, будет собираться со всей длины устройства. С другой стороны, часть спонтанного излучения, выходящая за пределы этого телесного угла, не будет каналироваться и усиливаться и, таким образом, не будет бесполезно обеднять возбужденные носители и вносить вклад в насыщение усиления.

Аналитическое рассмотрение усиленного спонтанного излучения в линейном приближении малого сигнала в предельных случаях насыщения мы обсудим в следующем разделе. Однако из-за нелинейностей, вводимых насыщением усиления, и общей сложности задачи, описанной выше, рассмотрение реальных устройств не приводит само по себе к аналитическому решению, и свойства СЛД с рефрактивным ограничением должны исследоваться численными методами [5.118]. В компьютерной модели спонтанное излучение генерируется точечными источниками, распределенными по активному объему. На выходе волновода лучи от источников, направляемые волноводом, суммируются, а лучами, не попавшими в волновод, пренебрегают после их прохождения через границу волновода Результаты подтверждают, что для данного тока накачки максимальный ввод излучения в волокно происходит при $ЧА_g = ЧА_f$. Подтверждается также сужение диаграммы направленности при увеличении тока

Численный анализ плотности фотонов $S(z)$ для прямой и обратной волн (с учетом насыщения усиления) иллюстрирует то, сколь важную роль играют низкая отражательная способность выходной грани и высокая отражательная способность задней грани. Этот критерий является обратным по отношению к ситуации с ненакаченной задней областью, рассмотренной выше в п а В этом случае отражение от заднего торца

отсутствует ($z = -L/2$) и амплитуда прямой волны увеличивается от амплитуды спонтанного излучения до величины $S_+(L/2)$ на выходном торце Если сколотая выходная грань имеет конечный коэффициент отражения $R(L/2)$, то сигнал отраженной обратной волны $R(L/2)S_+(L/2)$ много больше, чем спонтанное излучение, которое инициировало прямую волну, а амплитуда обратной волны на заднем торце увеличивается до значительно большей величины $S_-(-L/2)$, чем $S_+(L/2)$ Численный анализ [5 118] показывает, что в ненакачанной области потери мощности оказываются в 10 раз больше, чем потери на излучение через сколотый торец Кроме того, большая и бесполезная плотность фотонов обратной волны существенно обедняет носители Способ минимизации обратной связи, использующий отклонение от нормали падающей волны (см выше п б), трудно использовать для структур с рефрактивным ограничением, и, кроме того, благодаря большому показателю преломления в полупроводниках выходной пучок падает под скользящим углом относительно сколотой грани Таким образом, наилучшая конструкция должна иметь просветляющее покрытие (см выше п в) на выходной грани и высокое отражение на задней грани [5 119] Ситуация затем оптимизируется, и наибольший вклад в выходную плотность фотонов обеспечивается в случае малых потерь на заднем торце

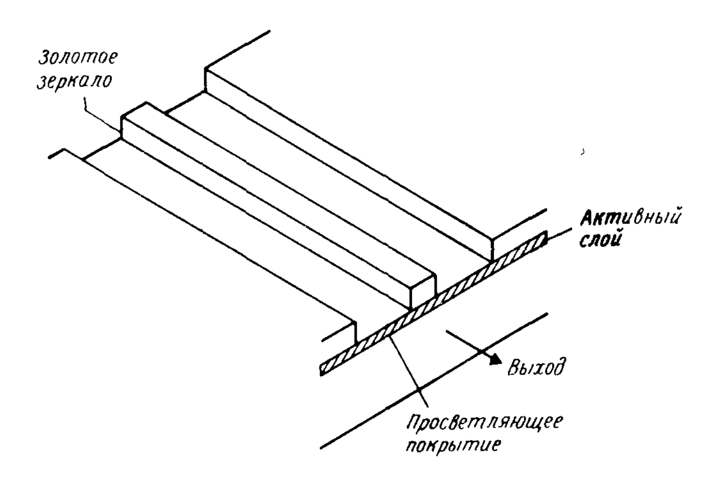


Рис.5.51. Суперлюминесцентный диод (СЛД) на **гребневом волноводе** [5 119]

СЛД с рефрактивным ограничением, работающий на длине волны 1,3 мкм, был анализирован на базе гребневого волноводного лазера с просветляющим покрытием на выходном торце и высокоотражающим покрытием на заднем торце [5 119], как показано на рис 5 51 Независимо от тока накачки (рис 5 52,*а*) вводимая в одномодовое волокно мощность мала, однако этот уровень мощности достаточен для использования в локальных цепях, использование торцевого СИД предполагает загиб кривой, характеризующий суперлюминесцентный режим, последующие характеристики приближаются к линейной благодаря насыщению усиления и нагреву На рис 5 52,*б* показано, что значительная часть (~ 25%)

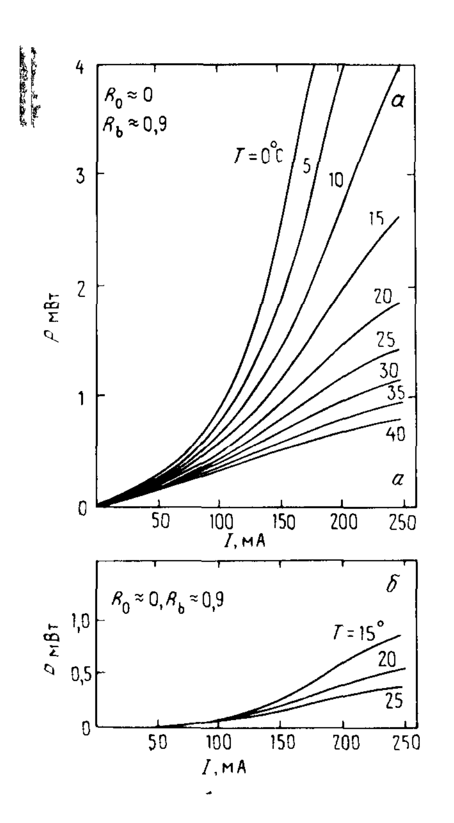


Рис.5.52. *а* — зависимости выходной мощности от тока накачки в 1,3 мкм гребневом СЛД с шириной гребня 15 мкм, коэффициентом отражения на выходе менее 10^{-2}, коэффициентом отражения на противоположном сколе 0,9, *б* — зависимость мощности, введенной в многомодовое волокно с линзой на входе и ЧА 0,23 [5 119]

мощности вводится в многомодовое волокно с диаметром сердцевины 50 мкм и с числовой апертурой 0,23 посредством сужения пучка в боковом направлении с помощью линзы При температуре 20 °С в волокно можно

ввести излучение мощностью до 500 мкВт Дальнейшее улучшение ввода может быть достигнуто с помощью цилиндрической линзы, чтобы согласовать ЧА диода в плоскости, перпендикулярной переходу Из рис 5 52 видно, что выходная мощность мала, линейна и нечувствительна к температуре при низких токах (в режиме ТИСИД), однако она становится большой, нелинейной и чувствительной к температуре в режиме СЛД при высоких токах Спектральная ширина линии в режиме СЛД составляет 30 нм [5 119] по сравнению с ~ 75 нм для ТИСИД [5 114], а ширина полосы модуляции равна 350 МГц [5 119], в то время как для торцевого СИД мы имеем ~ 100 МГц

Недавно появилось сообщение [5 120] о том, что в *одномодовое* волокно, снабженное линзой, можно ввести излучение мощностью 45 мкВт или более [5 121] на длине волны 1,3 мкм из торцевого СИД, изготовленного на основе гетероструктурного лазера заращенного типа с суженной мезой шириной 2 мкм с просветляющим покрытием Эффективность связи и стоимость такого СИД сравнимы с лазерными

5.7.2. Линейное усиление и усиленное спонтанное излучение в УБВ и ТИСИДе

Рассмотрим длинный усилитель бегущей волны (УБВ) с одной поперечной модой или торцевой СИД (ТИСИД) бегущей волны, в котором сигнал и детектированное спонтанное излучение проходят только в $+z$ направлении Предположим, что детектируется лишь та часть спонтанного излучения, которая имеет ту же поляризацию, что и сигнал Скоростное уравнение в представлении полного числа фотонов записывается в виде (5 2 54) Число фотонов I в моде преобразуются в мощность P, бегущую в прямом направлении, умножением на $v_g \hbar\omega\nu$ Величина ν является числом мод, бегущих в прямом направлении, на единицу длины для данной поляризации, которая может быть определена следующим образом Межмодовое расстояние ω_s определяется выражением (5 2 18в) для *стоячих волн* в активном объеме длиной L, число мод стоячей волны на длине L в пределах элемента частотной полосы $\Delta\omega$ получается делением на ω_s, половину из них составляют моды, бегущие вперед [5 122]

$$\nu = \Delta\omega/2\pi v_g, \qquad (5\ 7\ 1)$$

здесь $L \to \infty$ так, чтобы $\Delta\omega \gg \omega_s$, но в то же время $\Delta\omega$ достаточно мало, чтобы другие параметры, которые будут обсуждаться в дальнейшем, не менялись бы значительно при изменении полосы на $\Delta\omega$

Производная по времени в скоростном уравнении связана с пространственной производной как $d/dt = v_g \partial/\partial z$, причем предполагается, что система отсчета, связанная с бегущей вперед волной, находится в стационарных условиях, при которых $\partial/\partial t = 0$ При этом скоростное уравнение (5 2 54) для данной моды принимает вид

$$\frac{\partial P}{\partial z} = (\Gamma g - \alpha)P + \frac{\Delta\omega}{2\pi}\hbar\omega\Gamma g n_{sp}, \tag{5 7 2}$$

где $\tau_p^{-1} = v_g\alpha$ определяется выражением (5 2 27б) с $R_1R_2 = 0$, $R_{\text{вын}} = v_g\Gamma gI$ — выражением (5 2 45), $R_{\text{спонт}} = v_g\Gamma g n_{sp}$ [см (5 2 47а)], а v дается выражением (5 7 1) Прн наличии насыщения усиления плотность иосителей N и усиление

$$g = \overline{g}_0(N - N_t) \tag{5 7 3}$$

ие зависят от z Неоднородное дифференциальное уравнение (5 7 2) с постоянными коэффициентами можно решить для устройства длиной L методом вариации постоянных

$$P(L) = P(0)\cdot G_0 + \frac{\Delta\omega\hbar\omega\Gamma g n_{sp}}{2\pi(\Gamma g - \alpha)}(G_0 - 1), \tag{5 7 4а}$$

где

$$G_0 = e^{(\Gamma g - \alpha)L} \tag{5 7 4б}$$

— усиление мощности за один проход Из (5 2 81г) находим, что общий квантовый выход в отсутствие утечки тока ($\eta_l - 1$) равен $\eta_T = (\Gamma g \;\; \alpha)/\Gamma g$ Таким образом, мощность усиленного спонтанного излучения (данной поляризации) P_N, когда на входе нет никакого сигнала, дается выражением [5 122]

$$P_N = \frac{\Delta\omega\hbar\omega n_{sp}}{2\pi\eta_T}(G_0 - 1), \tag{5 7 5}$$

где в идеальном случае $n_{sp} = \eta_T = 1$, а на практике $n_{sp} \approx 2$ и $\eta_T \approx 0{,}5$ из за иеполной инверсии и недостаточно высокого квантового выхода Если усилителя нет ($L = 0$, $G_0 = 1$), то шумы спонтанного излучения отсутствуют При очень большом усилении ($G_0 \gg 1$) мощность шумов в идеальном случае эквивалентна одному спонтанному фотону в моде на герц, усиленному с коэффициентом усиления $G_0(\omega)$, в то время

как на практике испытывают усиление $G_0(\omega)$ **около четырех** ($\sim n_{sp}/\eta_T$) спонтанных фотонов в моде на герц

$$P_N/(\Delta\omega/2\pi) \approx (n_{sp}/\eta_T)\hbar\omega G_0(\omega), \tag{5 7 6}$$

где G_0 и в меньшей степени η_T являются функциями величины ω, а $\Delta\omega$ — малое отклонение от ω Величина $\Delta\omega$ должна быть достаточно малой, чтобы правая часть выражения (5 7 6) оставалась практически постоянной в пределах этого приращения Кроме того, полную мощность шума можно получить заменой $\Delta\omega$ на $d\omega$ и интегрированием по всей полосе Спектральное распределение ограничивается главным образом экспоненциальным коэффициентом усиления, которое сужается с ростом усиления Полная мощность шума, детектированная с помощью поляризатора на выходе линейного усилителя или торцевого СИДа, может быть получена интегрированием выражения (5 7 6) по всей полосе приемника Если G_0 и η_T заметно не изменяются в пределах $\Delta\omega$, то (5 7 6) можно использовать непосредственно, рассматривая $\Delta\omega$ как эффективную оптическую ширину полосы В разд 5 7 6 мы покажем, что шумовая характеристика усилителя оптимизируется с помощью оптического фильтра, позволяющего ограничить шум спонтанного излучения до полосы, равной ширине полосы сигнала

Используя теорию радиочастотных усилителей, шум, создаваемый усилителями, можно описать шум-фактором F, определяемым [5 122] как отношение сигнал/шум (ОСШ) на входе к отношению сигнал/шум на выходе

$$F = \frac{2\pi(P_S)_{вх}}{\hbar\omega\Delta\omega} \Bigg/ \left[\frac{P_S}{P_N}\right]_{вых}, \tag{5 7 7}$$

где P_S и P_N — мощности соответственно сигнала и шума в полосе усилителя шириной $\Delta\omega/2\pi$ Мощность шума на входе $\hbar\omega\Delta\omega/2\pi$ является квантово ограниченной минимальной величиной, определяемой нулевыми флуктуациями вакуума Полагая $(P_S)_{вых}/(P_S)_{вх} = G_0$ и рассматривая $(P_N)_{вых}$ как сумму мощности шума P_N из (5 7 5), вносимого усилителем, и мощности шума нулевых флуктуаций вакуума, которые проходят через усилитель без изменения, имеем

$$F = \frac{(n_{sp}/\eta_T)(G_0 - 1) + 1}{G_0} \tag{5 7 8а}$$

Минимальный шум фактор равен единице и достигается при $n_{sp}/\eta_T = 1$ или $G_0 = 1$ Таким образом, ОСШ на выходе никогда не превосходит ОСШ на входе В пределе большого усиления ($G_0 \gg 1$)

$$F \approx n_{sp}/\eta_T \qquad (5\ 7\ 8б)$$

Из выражения (5 2 47а) и рис 5 11 можно видеть, что n_{sp} можно сделать близким к единице в усилителе, работающем на низкоэнергетической стороне пика усиления, где $A(\omega) \to 0$

Чтобы получить полный шум фактор F_T двух усилителей (либо УБВ, либо УФП), характеризующихся соответственно усилением G_1 и G_2 и шум факторами F_1 и F_2, будем действовать следующим образом Шум на выходе записывается в виде

$$(P_N)_{вых} = [F_1G_1G_2 + (F_2 - 1)G_2]\hbar\omega\Delta\omega/2\pi, \qquad (5\ 7\ 9)$$

где квантовый шум вакуума возникает только на входе **цепочки** усилителей, а сигнал на выходе

$$(P_S)_{вых} = G_1G_2(P_S)_{вх}, \qquad (5\ 7\ 10)$$

причем

$$F_T = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \qquad (5\ 7\ 11)$$

Следовательно, шум фактор определяется первым усилителем с большим G_1 Как и в случае радиочастотных усилителей, лучший способ получения устройства с низкошумящими характеристиками состоит в использовании низкошумящего усилителя с большим усилением в качестве первого каскада и шумящего усилителя высокой мощности в качестве второго каскада Первый каскад определяет также шумовую характеристику многокаскадного усилителя

5.7.3. Усилители Фабри—Перо и ТИСИД

Идеальные устройства бегущей волны, описанные в предыдущем разделе, не реализуются на практике из за трудностей устранения отражения на торцах до достаточно малой величины Теоретически отражательная способность сколотой грани не может быть сделана ниже 10^{6} с помощью одного четвертьволнового покрытия, причем указанное значение достигается лишь при определенных условиях, накладываемых на толщину, показатель преломления и длину волны [5 123—5 126] Причина состоит в том, что на выходе волноводов мода не имеет плоского

волнового фронта Лучшие экспериментальные результаты для коэффициента отражения лежат в области $R \approx 2\cdot10^{-4}-2\cdot10^{-5}$ [5 125, 5 127, 5 128] Поэтому в настоящее время все ТИСИДы и усилители проявляют в некоторой степени свойства резонатора Фабри—Перо Модулированное резонатором Фабри—Перо спонтанное излучение от ТИСИДа иллюстрируется рис 5 15 Изменение усиления в зависимости от длины волны для УФП и УБВ показано на рис 5 53 [5 129, 5 130] УФП обычно представляет собой лазер со сколотыми гранями, работающий ниже порога, а УБВ имеет просветляющие покрытия торцов с коэффициентом отражения $R \sim 3\cdot10^{-3}$

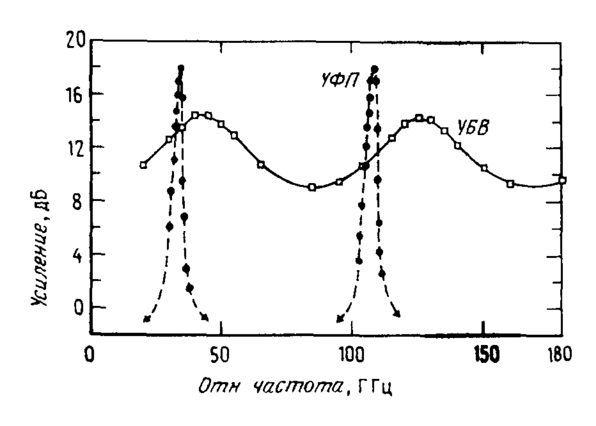


Рис.5.53. Экспериментальные спектры усиления для усилителя типа Фабри—Перо и усилителя бегущей волны, работающего вблизи 1,5 мкм [5 129]

Усиление при резонансах УФП на частотах ω_p с межмодовым расстоянием $\omega_s = \pi v_g/L$ дается выражением (5 2 20) Из (5 2 17) можно получить общее выражение для частотной зависимости усиления мощности G_{FP} в УФП (в отличие от усиления G_0 за один проход)

$$G_{FP}(\omega) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)G_0}{\left[1-\sqrt{R_1R_2}G_0\right]^2 + 4\sqrt{R_1R_2}G_0 \ \sin^2\left[(\omega-\omega_p)(L/v_g)\right]} \qquad (5\ 7\ 12)$$

Отношение максимума усиления к минимуму записывается в виде

$$\rho = \left[\frac{1+\sqrt{R_1R_2}G_0}{1-\sqrt{R_1R_2}G_0}\right]^2. \qquad (5\ 7\ 13)$$

Вдали от порога ($\sqrt{R_1 R_2} G_0 \to 0$) УФП приближается к УБВ, а $\rho \to 1$, в случае $\sqrt{R_1 R_2} G_0 \to 1$ УФП приближается к лазеру, а $\rho \to \infty$, как показано на рис 5 53 Если $R_1 R_2$ известно, то измерение величины ρ можно использовать для определения G_0 по аналогии с методом, приведенным в разд 5 2 11 для измерения $R_1 R_2$ в случае, когда можно определить G_0 Сильная частотная зависимость усиления G_{FP} для больших ρ является недостатком таких усилителей, поскольку при этом необходимо точное совпадение частоты сигнала с ω_p, которая быстро меняется с v_g и L, и поскольку рабочая ширина полосы ограничена Если необходимо, чтобы зависимость $G_{FP}(\omega)$ была плоской в пределах 1 дБ ($\rho < < 1{,}26$), то при $R_1 = R_2 = R$ должно выполняться неравенство $RG_0 < < 6 \cdot 10^{-2}$, а для $G_0 = 10^2$ (20 дБ) коэффициент отражения R должен быть меньше $6 \cdot 10^{-4}$ на рабочей длине волны — результат, который трудно будет воспроизвести

Шум спонтанного излучения $(P_N)_{FP}$ также содержит резонансный множитель [5 21]

$$(P_N)_{FP} = \frac{\Delta\omega\hbar\omega n_{sp}}{2\pi\eta_T} (G_0 - 1) \times$$

$$\times \left[\frac{(R_1 G_0 + 1)(1 - R_2)}{\left[1 - \sqrt{R_1 R_2} G_0\right]^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} G_0 \sin^2\left[(\omega - \omega_p)(L/v_g)\right]} \right], \qquad \textbf{(5.7.14)}$$

где предполагается, что излучение выходит с торца R_2 Если G_{FP} из (5 7.12) подставить в выражение (5 7 14), то последнее принимает вид

$$(P_N)_{FP} = \frac{\Delta\omega\hbar\omega n_{sp}}{2\pi\eta_T} (1 - G_0^{-1}) \frac{(R_1 G_0 + 1)}{(1 - R_1)} G_{FP}(\omega). \qquad (5\ 7\ 15)$$

Если УФП работает вблизи порога

$$\sqrt{R_1 R_2} G_0 \approx 1, \qquad (5\ 7.16а)$$

то

$$(P_N)_{FP} \approx \frac{\Delta\omega\hbar\omega n_{sp}}{2\pi\eta_T} \chi G_{FP}(\omega). \qquad (5\ 7\ 16б)$$

$$\chi = \frac{\left[1-\sqrt{R_1 R_2}\right]\left[1+\sqrt{R_1/R_2}\right]}{1 - R_1} . \qquad (5.7\ 16в)$$

Вблизи порога величина ρ значительна и резонансы Фабри—Перо в (5.7.16б) могут быть уже ширины полосы $\Delta\omega$ В этом случае УФП действует как собственный оптический полосовой фильтр с передаточной функцией $G_{FP}(\omega)/G_{FP}(\omega_p)$, нормированной на ее значение на частоте резонанса, причем

$$G_{FP}(\omega_p) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_0}{\left[1 - \sqrt{R_1 R_2 G_0}\right]^2} . \qquad (5\ 7.17)$$

Заменяя затем $\Delta\omega$ дифференциалом $d\omega$ и интегрируя по полосе, которая включает в себя лишь один резонанс, находим шум-фактор ω_p

$$F \approx \frac{n_{sp}}{\eta_T} \chi, \qquad (5.7\ 18)$$

где фактор асимметрии для различных комбинаций **зеркал равен**

$$\chi \approx \begin{cases} 1, & R_1 \approx 0, & (5.7.19а) \\ 2, & R_1 = R_2, & (5.7.19б) \\ \infty, & R_1 = 1 \text{ или } R_2 = 0. & (5.7\ 19в) \end{cases}$$

Усиление $G_{FP}(\omega_p)$ одинаково для всех значений χ, но в (5.7.19а) большая часть спонтанного излучения отражается назад к источнику, в (5.7.19б) спонтанные фотоны испускаются в обоих направлениях (как вперед, так и назад) и дают вклад на выходе резонатора, а в (5.7.19в) все спонтанное излучение оказывается на выходе.

Таким образом, асимметричный УФП вблизи резонанса, удовлетворяющий (5.7.19а), может иметь такой же малый шум-фактор, как и УБВ (5.7.8), но более высокое резонансное усиление (5.7.17) Малая ширина полосы резонанса Фабри—Перо

$$\Delta\omega_p = \left[1 - \sqrt{R_1 R_2 G_0}\right](\omega_s/\pi) \qquad (5.7.20)$$

гарантирует большое отношение сигнал/шум. Однако на практике трудно поддерживать совпадающими частоту сигнала и ω_p Кроме того, высокая внутренняя плотность фотонов такого усилителя мощности приводит к сжатию усиления.

5.7.4. Сжатие усиления в усилителе

В разд.5.7.2 и 5.7 3 мы предполагали, что усиление линейно, т.е. усиление не зависит от входной оптической мощности и выходная мощность пропорциональна входной мощности. При увеличении входной мощности в реальных усилителях выходная мощность насыщается и происходит сжатие усиления (т.е. его уменьшение)[1]. Это сжатие усиления происходит отчасти благодаря зависимости оптического поля от усиления, как показано в разд 5.2.6, но в основном оно обусловливается обеднением носителей в активном слое. Таким образом, механизм, который приводит к насыщению усиления в СЛД (см. разд.5.7.1), вызывает также сжатие усиления и насыщение выходной мощности в оптических усилителях.

Эффекты сжатия усиления учитывались в численных расчетах характеристик УБВ и УФП [5.131] В частности, было показано, что спонтанное излучение может приводить усилитель к насыщению даже при слабом входном сигнале, если общая полоса спонтанного излучения каким-либо образом не фильтруется. Аналогично спонтанное излучение, поляризованное перпендикулярно сигналу, также вносит свой вклад в насыщение. Численный анализ показывает так же, как в (5 2.74), что существенное изменение плотности фотонов по длине УБВ от небольшой величины в центре до большой на краях происходит благодаря нарастанию волн. Таким образом, насыщение происходит прежде всего на краях

Сжатие усиления исследовалось с помощью аналитического приближения с различными ограничениями при соблюдении условия, что контур усиления является однородно уширенным; иными словами усиление уменьшается на постоянный множитель по всему спектру без выжигания провала [5 132]. Представление о том, как происходит насыщение при этих ограничениях, можно получить, исследуя выражения (5.7.3) и (5 7 4). Поскольку интенсивности сигнала и спонтанного излучения увеличиваются с длиной, величина N уменьшается и вместе с тем уменьшается g. Пусть на некотором отрезке длины пути от L_1 до L_2 выполняется условие

---

[1] Заметим, что термин «сжатие» относится здесь к уменьшению значения параметра, а термин «насыщение» — к установлению уровня или уменьшению скорости увеличения параметра. Таким образом, выходная мощность усилителя насыщается, а усиление сжимается с ее увеличением В некоторых литературных источниках, таких, как [5.132], термин «насыщение» используется для описания обоих этих явлений

$$0 < (\Gamma g - \alpha)(L_2 - L_1) \ll 1 \qquad (5.7.21а)$$

и для этого участка

$$G_0 \approx 1 + (\Gamma g - \alpha)(L_2 - L_1) \approx 1. \qquad (5.7.21б)$$

Тогда (5.7.4а) принимает вид

$$P(L_2) \approx P(L_1) + \frac{\Delta\omega\hbar\omega n_{sp}\alpha}{2\pi}(L_2 - L_1) \qquad (5.7.21в)$$

В этом режиме коэффициент сжимаемого усиления моды Γg приблизительно равен коэффициенту затухания α. При этом сигнал не испытывает какого-либо усиления, а шумы спонтанного излучения возрастают с длиной линейно, а не экспоненциально. Шум-фактор для этого отрезка запишется в виде

$$F = 1 + \alpha n_{sp}(L_2 - L_1) \qquad (5.7.22)$$

Если добавить к этому отрезку отрезок, на котором усиление является высоким и не подвергается сжатию, то общий шум-фактор не будет ни уменьшаться в соответствии с (5.7.11), ни каким-либо образом увеличиваться. Однако выходная мощность СЛД должна несколько увеличиться.

Наконец, в режиме сжатия, для которого

$$\alpha \gg \Gamma g \qquad (5.7.23а)$$

выражение (5.7.4) принимает вид

$$P(L_2) = \frac{\Delta\omega\hbar\omega n_{sp}\Gamma g}{2\pi\alpha}. \qquad (5.7.23б)$$

Здесь сигнал полностью теряется, а эффективная длина генерированного спонтанного излучения равна α^{-1}.

Сжатие усиления или, что эквивалентно, насыщение выходной мощности является вредным фактором, ухудшающим характеристики устройства. При данной выходной мощности сжатие усиления можно значительно уменьшить непосредственно за счет уменьшения внутренней плотности фотонов на выходе. Следовательно, необходимо чтобы поперечное сечение моды wh/Γ было по возможности большим. Для достижения режима УБВ отражение торцов должно быть сведено к минимуму, поскольку при данной выходной мощности благодаря резонансам резонатора Фабри—Перо внутренняя плотность фотонов увеличивается. Плотность фотонов при сжатии усиления можно увеличить, укорачивая время спон-

танного излучения τ_n за счет повышенного легирования активной области, причем больший эффект дают примеси n-типа [5 113] Поскольку как спонтаниое излучение, так и фотоны сигнала вносят вклад в сжатие усиления, оптическая ширина полосы должна быть уменьшеиа до величины, необходимой для передачи сигнала, введением внутрь усилителя оптического фильтра, как в УФП вблизи порога, или введением оптических фильтров в цепочку усилителей

5.7.5. Шумы приемника

Оптическая спектральная плотность на выходе усилителя или цепочки усилителей состоит из когерентного модулированного сигнала с наложеиным на него шумом спонтаниого излучения, как показано на рис 5 54, *а*, на котором для простоты плотность сигнала представлена

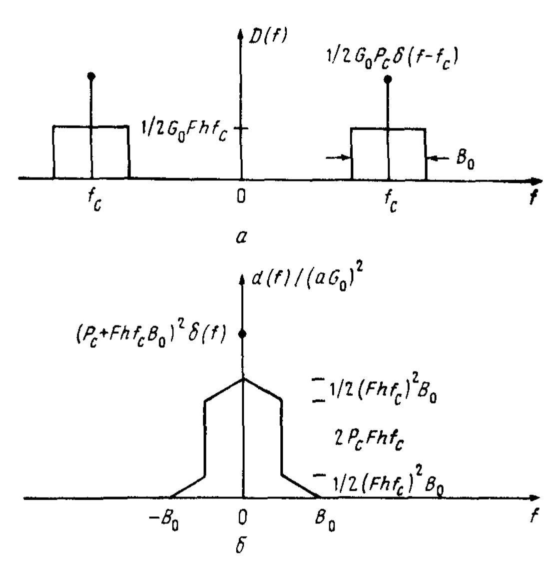


Рис.5.54. *а* — плотность оптической мощности $D(f)$ когерентной несущей P_c и ширина полосы спонтанного излучения B_0, ограниченная оптическим фильтром, б — зарегистрированная квадратичным детектором плотность мощности $d(f)$, компоненты при $\pm 2f_c$ не учитывались

лишь усиленной несущей $(1/2)G_0P_c\delta(f \pm f_c)$, где G_0P_c — оптическая мощность несущей на частоте f_c, а $\delta(f)$ — дельта-функция. Предполага-

ется, что плотность шума $D(f)$ является постоянной величиной и равна $(1/2)G_0Fhf_c$ в полосе P_0 оптического фильтра Суммарный оптический сигнал затем детектируется квадратичным детектором таким образом, что средний фототок пропорционален оптической мощности P

$$\langle i\rangle = aP, \tag{5 7 24}$$

где a—чувствительность фотодетектора Плотность мощности приемника в этом случае дается хорошо известным в электротехнике выражением

$$d(f) = (aG_0)^2\left[(P_c + Fhf_cB_0)^2\ \delta(f) + \begin{cases}2P_cFhf_c, & 0 < |f| < B_0/2,\\ 0, & \text{в других случаях},\end{cases} + \begin{cases}(Fhf_c)^2(B_0 - |f|), & 0 < |f| < B_0,\\ 0, & \text{в других случаях}\end{cases}\right] \tag{5 7 25}$$

Результат расчета представлен на рис 5 54,*б*, где мы предполагаем, что компоненты вблизи $2f_c$ отфильтровываются на приемнике Интегральная чувствительность по мощности вне основной полосы $\pm B_d$, где $B_d \geq B_0$, дается выражением

$$\left\langle i^2\right\rangle = (aG_0)^2\left[(P_c + Fhf_cB_0)^2 + 2P_cFhf_cB_0 + (Fhf_cB_0)^2\right] \tag{5 7 26}$$

Первый член в этом выражении обусловлен постоянным током и может быть исключен блоком постоянного тока Второй член обусловлен флуктуациями тока, возникающими при смешении несущей и спонтанного излучения, а последний—флуктуациями, создаваемыми при смешении спонтанного излучения с самим собой Отношение мощностей шума спонтанных флуктуаций несущей и спонтанных флуктуаций спонтанного излучения запишется в виде

$$\frac{\langle i^2\rangle_{\text{нс}}}{\langle i^2\rangle_{\text{сс}}} = \frac{2P_c}{Fhf_cB_0} = 2(\text{ОСШ})_{\text{опт}} \tag{5 7 27}$$

Таким образом, в обычном случае большого отношения сигнал/шум преобладают спонтанные флуктуации несущей

Грубая оценка мощности детектированного сигнала для модулиро-

ванной несущей может быть получена путем рассмотрения оптического сигнала мощностью $P_s = P_c$ с шириной полосы P_s, где $B_d \geq B_s$ При этом отношение сигнал/шум детектора дается выражением

$$(\text{ОСШ})_{\text{дет}} = \frac{\langle i^2 \rangle_s}{\langle i^2 \rangle_n} = \frac{P_s}{2Fhf_cB_0(1 + Fhf_cB_0/2P_s)} \approx$$

$$\approx \frac{1}{2}(\text{ОСШ})_{\text{опт}} \qquad \text{для } (\text{ОСШ})_{\text{опт}} \gg 1 \qquad (5\ 7\ 28)$$

Из предыдущего рассмотрения ясно, что если $B_0 \geq B_d \geq B_s$, то $(\text{ОСШ})_{\text{дет}}$ является максимальным, когда

$$B_0 = B_s \qquad (5\ 7\ 29)$$

В принципе ширина полосы приемника B_d может быть использована для фильтрации спонтанного шума, но, как видно из рис 5 54,*б*, $\langle i^2 \rangle_n$ будет минимальным при $B_d = B_0$ Кроме того, избыточные оптические шумы при $B_0 > B_s$ могут привести к насыщению усилителя или последних каскадов в цепочке усилителей

Дробовой шум, как правило, мал по сравненю с шумами, рассмотренными выше [5 113, 5 135], и в настоящем рассмотрении им можно пренебречь Ограничение в выражении' (5 7 28) указывает на то, что ОСШ детектора по крайней мере на 3 дБ хуже, чем оптическое ОСШ, поэтому может показаться, что усилитель имеет худшую чувствительность Однако, если оптический сигнал слабый, необходимо электронное и (или) APD усиление, а при этом тепловые шумы или шумы умножителя ухудшают чувствительность больше чем на 3 дБ [5 135] Шумы приемника для различных систем модуляции, включающих источники электронного шума, рассматриваются в работах [5 113, 5 135]

5.8. ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ И ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Оптические сетн связи с частотным разделеннем (ЧР) требуют целого набора несущих с частотным интервалом между ними в десять раз больше, чем битовая частота модуляции, которая может лежать в диапазоне Гбит/с Таким образом, разнесение каналов по частоте составляет около 10 ГГц (или 0,8 Å) при $\lambda = 1{,}55$ мкм и 0,56 Å при $\lambda = 1{,}3$ мкм Нами были уже рассмотрены два вида одночастотных лазеров, а именно РОС- (разд 5 4 3) и РБО-лазеры (разд 5 4 4), которые могут быть источниками несущих в передатчике В когереитных системах эти

лазеры можно также использовать как гетеродины в приемниках Существующие в настоящее время технологические допуски приводят к большому разбросу рабочих длин волн устройств, изготовленных из одной и той же пластины Таким образом, во многих случаях для простой ЧР-сети связи можно выбрать подходящий набор передатчиков, но это, как правило, экономически невыгодно Уменьшение технологических допусков позволит точнее задавать длину волны лазера, однако так же, как с целью создания, в радиочастотных ЧР сетях необходимо иметь перестраиваемые генераторы, для обеспечения требуемых характеристик будущих оптических ЧР сетей связи понадобятся перестраиваемые лазеры Перестройка РОС и РБО-лазеров может быть реализована путем добавления электродов, как показано на рис 5 55, и изменением тока смещения ι При этом становится возможной реализация ЧР сетей связи с номинально идентичными лазерами для каждого передатчика и гетеродина приемника Системы с десятками каналов требуют лазеров с диапазонами перестройки в сотни гигагерц

Цифровая модуляция в этих сетях связи может иметь вид амплитудно кодовой манипуляции (АКМ) или (чаще) частотной кодовой манипуляции (ЧКМ) Мы увидим, что те же самые процессы, которые делают возможной статическую перестройку оптической частоты, позволяют также осуществлять малосигнальную частотную модуляцию оптической частоты f_0 с частотой модуляции f_m, где модуляционную характеристику мы определяем как $\rho(f_m) = \partial f_0/\partial \iota$ Эти устройства могут быть использованы для ЧКМ с большой девиацией при условии, что модуляционная характеристика $\rho(f_m)$ достаточна плоская в пределах фурье спектра ЧКМ и имеет достаточную величину, чтобы обеспечивалась ЧКМ без паразитной АКМ

5.8.1. Перестраиваемые РБО лазеры

Перестраиваемый РБО-лазер показан на рис 5 55, *а* Он состоит из брэгговского отражателя, областей фазовой подстройки и усиления, накачиваемых токами соответственно ι_b, ι_p, ι_g [5 136 — 5 139] Активный слой содержится лишь в области усиления, в то время как все остальные представляют собой пассивные волноводы Рабочая длина волны определяется модой резонатора Фабри — Перо, расположенной ближе всего к длине волны, соответствующей максимуму отражения решетки Ток ι_p инжектирует носители в пассивный волновод, в результате чего уменьшается его эффективный показатель преломления и осуществляется непрерывная перестройка моды Фабри — Перо в пределах полосы

решетки, до тех пор пока следующая мода Фабри—Перо не приблизится к максимуму отражения и не вызовет перескок на другую моду Диапа-

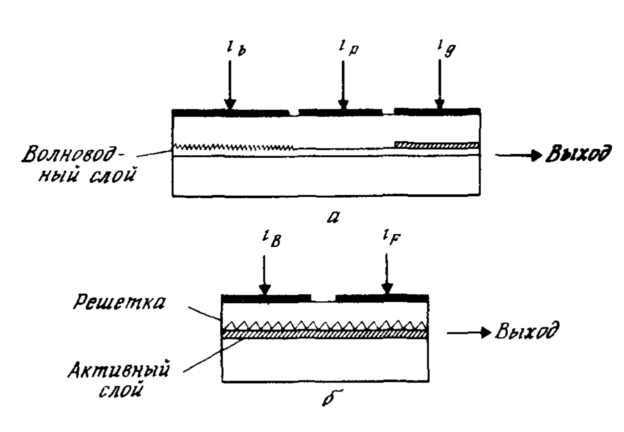


Рис. 5.55. Перестраиваемые одночастотные лазеры *а* — **РБО-лазер; *б* —** РОС лазер

зоны непрерывной перестройки могут составлять величину 380 ГГц (31 Å), равную межмодовому расстоянию мод резонатора Фабри—Перо Брэгговскую решетку можно перестраивать током i_b, перекрывая широкий диапазон оптических частот, включающий в себя рядом расположенные моды резонатора Фабри—Перо При этом диапазон непрерывной перестройки, перекрывающий диапазоны отдельных продольных мод, может составлять 1250 ГГц (100 Å) [5 139]

Статическая перестройка током i_p может достигать для данной моды величины $\rho(0) \approx 13$ ГГц/мА, но модуляционная частотная характеристика ограничивается до $\sim$ 300 МГц спонтанным временем жизни носителей ($\sim$ 1 нс) в области фазовой подстройки

5.8.2. Перестраиваемые РОС лазеры

Перестраиваемый двухсекционный РОС лазер, показанный на рис 5 55,б перспективен для получения высокоскоростной ЧМ, поскольку в обеих его областях времена жизни носителей уменьшаются за счет вынужденного излучения Перестройка осуществляется относительным сдвигом брэгговских частот в передней и задней областях за счет различия токов смещения соответственно i_F и i_B [5 140] Если рас-

смотреть некоторую опорную плоскость между этими двумя областями, предполагая, что они имеют одинаковые длины, то отражение при полном проходе в прямом и обратном направлениях между двумя решетками должно приводить к фазовому сдвигу 0 или 2π на частотах РОС резонансов и, следовательно, к возможности существования двух мод в полосе непрозрачности В случае когда сдвиг фаз между решетками равен четверти длины волны (разд 5 4 4), может существовать лишь одна РОС мода, хотя даже в отсутствие фазового сдвига асимметрия РОС структуры или разница в токах смещения приводит, как правило, к существованию лишь одной моды Как видно из выражения (5 49в), фаза при отражении изменяется почти линейно с отклонением δ рабочей частоты от брэгговской Частота РОС структуры перестраивается по мере того, как расходятся брэгговские максимумы, приблизительно в пределах диапазона, ограниченного шириной полосы брэгговского отражения За пределами этого диапазона увеличивается порог генерации и более предпочтительными оказываются моды решетки более высоких порядков

Согласно литературе [5 141], двухсекционный РОС лазер имеет диапазон непрерывной перестройки 260 ГГц (21 Å при λ = 1,55 мкм) при постоянной выходной мощности Трехэлектродный РОС лазер с решеткой с четвертьволновым фазовым сдвигом и длиной 1,2 мм имеет примерно такой же диапазон перестройки, но с шириной линии 500 кГц [5 142] Две выходные области были соединены параллельно, и, чтобы скомпенсировать неоднородность плотности носителей по длине, ток центральной области имел большую величину, чем токи внешних областей

Характеристики частотной модуляции одно и двухсекционных РОС лазеров имеют сильный релаксационный пик при Ω_p, та же частота релаксации имеет место и в случае модуляции интенсивности (разд 5 6 5) Однако ниже частоты ω_p модуляционная характеристика (амплитудная или фазовая) не может быть плоской [5 143, 5 144] При больших токах смещения релаксационный пик и другие изменения характеристики подавляются и характеристика становится постоянной вплоть до высоких частот Согласно работе [5 145], плоский участок частотно-модуляционной характеристики трехсекционного РОС лазера имеет ширину 8 ГГц, но с уменьшенной возможностью перестройки Такое устройство дает хорошую ЧКМ вплоть до 8 Гбит/с Однако в случае, когда необходим широкий диапазон перестройки, как показано с помощью численных методов расчета [5 146] и экспериментально [5 147], общая аналитическая характеристика частотной модуляции [5 143] может приводить к искаженным спектрам ЧКМ

Приложение 5А
Список обозначений

Обозначение	Определение	Раздел
a	чувствительность фотодетектора	5 7 5
$a = \delta n'/\delta n''$	параметр ширины линии	5 2 2
$\hat{a}$	фактор Фабри—Перо	5 2 11
$A(\omega)$	коэффициент вынужденного поглощения (непер/длина)	5 2 4
B_d	ширина полосы приемника	5 7 5
B_s	ширина полосы оптического сигнала	5 7 5
B_0	ширина полосы оптического фильтра	5 7 5
$d(f)$	плотность мощности приемника	5 7 5
$D(f)$	оптическая спектральная плотность	5 7 5
e	заряд электрона	5 2 3
E	напряженность оптического поля	5 2 2
E	энергия электрона	5 2 3
E_{Fc}, E_{Fv}	квазиуровни Ферми	5 2 3
E_g	ширина запрещенной зоны	5 2 1
$E_L = \hbar\omega_L$	энергия лазерного фотона	5 2 2, **5 2 4**
$f = \omega/2\pi$	частота	5 2 2
F	шум-фактор	5 7 2
g	коэффициент усиления (непер/длина)	5 2 2
$\bar{g}_0$	пространственный коэффициент усиления	5 2 3
$g_0 = v_g\bar{g}_0$	временной коэффициент усиления	5 2 5
$G_0 = e^{(\Gamma g - \alpha)L}$	усиление мощности за один проход в идеальном УБК	5 2 2 5 7 2
G_{FP}	усиление мощности в УФП	5 7 3
h	толщина активного слоя	5 2 1
h	постоянная Планка	5 7 6
$\hbar = h/2\pi$	постоянная Планка	5 2 3
i	ток инжекции при малом сигнале	5 6 5
	общее число фотонов в резонаторной моде	5 2 3
$I = \eta_i I_d$	ток инжекции	5 2 1
I_{a0}	установившийся ток инжекции	5 6 5

Обозначение	Определение	Раздел
I_d	внешний ток смещения, включающий токи утечки	5.2.9
J	плотность тока инжекции	5.2.1
$k_0 = 2\pi/\lambda$	постоянная распространения в свободном пространстве	5.2.2
K	постоянная кривизны волнового фронта	5.2.8
$K = 2\pi/\Lambda$	волновое число решетки	5.4.2
L	длина активной области	5.2.1
m	глубина модуляции спектра спонтанного излучения	5.2.11
M	модуляционная характеристика по интенсивности	5.6.5
M_p	высота резонансного пика	5.6.5
n	фазовый показатель преломления	5.2.8
n	плотность носителей при малом сигнале	5.6.5
n_f	показатель преломления активного слоя	5.2.1
$n_g = c/v_g$	групповой показатель преломления	5.2.8
$\hat{n}_p$	модовый показатель преломления p-й моды	5.2.2
n_s, n_c	показатели преломления покровных (обрамляющих) слоев	5.2.1
$n_{спонт}$	коэффициент спонтанной эмиссии	5.2.4, 5.5.1, 5.7.2
N	плотность носителей	5.2.2, 5.2.3
N_0	стационарная плотность носителей	5.6.5
N_t	плотность носителей при просветлении	5.2.3
$N_{пор}$	пороговая плотность носителей	5.2.2
p	оптическая мощность малого сигнала	5.6.5
P	оптическая мощность	5.2.9
$P_{выкл}$	мощность выключения	5.6.8
$P_{вкл}$	мощность включения	5.6.8
$r(z)$	амплитуда коэффициента отражения	5.4.2
R	коэффициент отражения зеркала по мощности	5.2.2

Обозначение	Определение	Раздел
$R_{спонт}$	вероятность спонтанного излучения в резонаторную моду	5 2.4
$R_{вын}$	вероятность вынужденного излучения в резонаторную моду	5.2.3
s	плотность фотонов при малом сигнале	5.6.5
$S = \Gamma I/v$	плотность фотонов	5.2.5
S_0	стационарная плотность фотонов	5.6.5
$S_{выкл}$	плотность фотонов при выключении	5.6.8
$S_{вкл}$	плотность фотонов при включении	5.6.8
S_m	плотность фотонов в m-й продольной моде	5.2 8
$t_{вкл}$	время включения	5.6.8
$t_{выкл}$	время выключеиня	5.6.8
T	температура (абсолютная)	5.2.3
$v = whL$	активный объем	5.2.3
v_g	групповая скорость	5.2.3
V	волноводный параметр	5.2 2
V_a	напряжение прямого смещения	5.2.3
V_g	ширина запрещенной зоны в вольтах	5.2.1
w	ширина активной области	5.2.1
W	ширина контактной полоски	5.3.1
α	затухание по мощности (непер/длина)	5.2.2
$\alpha_m = \dfrac{\ln(R_1R_2)}{2L}$	потери на зеркалах	5.2.9
$\bar{\beta}$	комплексная модовая постоянная распространения	5.2.2
β	вещественная модовая постоянная распространеиия	5.2.2
$\beta_B=2\pi/\lambda_B$	брэгговская постоянная распространения	5.4.2
γ	часть полного спонтанного излучения в определенной моде	5.2.4, 5.2.5, 5.2.8
γ	постояниая экспонеициальиого затухаиия	5.4.2
Γ	коэффициент ограиичеиия моды	5.2.2
$\delta=\beta-K/2$	параметр брэгговской расстройкн	5.4.2
δg	приращение усиления благодаря δN	5.2.2

Обозначение	Определение	Раздел
$\delta n=\delta n'-j\delta n''$	приращение показателя преломления благодаря δN	5 2 2
$\delta n_g=\delta n'_g-j\delta n''_g$	приращение показателя преломления при изменении усиления от нуля до g	5 2 2
δN	приращение плотности носителей	5 2 2, 5 6 8
$\delta\omega$	сдвиг частоты	5 2 2, 5 2 8
$\delta\lambda$	сдвиг длины волны	5 6 8
$\Delta\Lambda$	полуширина спектра спонтанного излучения на полувысоте	5 2 8
$\Delta\omega$	приращение ширины полосы	5 7 2
$\Delta\omega$	ширина лазерной линии	5 5 1
$\Delta\omega$	ширина полосы непрозрачности решетки	5 4 2
$\Delta n = n_f-n_s$	скачок показателя преломления	5 2 2
ε	коэффициент сжатия усиления (плотности фотонов)	5 2 5
ζ_0	модовый импеданс	5 2 2
ζ	крутизна характеристики	5 2 10
η	внешняя квантовая эффективность	5 2 9
η_I	эффективность тока инжекции	5 2 9
κ	импульс электрона	5 2 3
κ	коэффициент связи решетки	5 4 2
$\kappa = \dfrac{2\Gamma\varepsilon\eta_I}{v\hbar\omega\eta_T}$	коэффициент сжатия усиления (мощности)	5 6 8
λ_g	длина волны запрещенной зоны	5 2 1
λ_B	брэгговская длина волны	5 4 2
λ_s	модовое расстояние между продольными модами	5 2 8
$\lambda = c/f$	длина волны	5 2 2
Λ	период решетки	5 4 2
$\nu = \Delta\omega/2\pi v_g$	число мод на единицу длины	5 7 2
ρ	отношение максимума и минимума усиления	5 7 3
τ_n	время рекомбинации спонтанного излучения	5 2 3
τ_p	время жизни фотона	5 2 2, 5 6 5

Обозначение	Определение	Раздел
τ_i	время релаксации внутри полосы	5 2 6
χ	коэффициент асимметрии зеркал	5 7 3
ϕ	фаза оптического поля	5 5 1
$\omega = 2\pi f$	оптическая (угловая) частота	5 2 2
$\omega_B = 2\pi c/\lambda_B$	брэгговская частота	5 4 2
ω_L	частота лазерного излучения	5 2 4
ω_s	частотный интервал между продольными модами	5 2 2
Ω	угловая частота модуляции	5 6 5
$\Omega_{-3дБ}$	ширина полосы на уровне 3 дБ	5 6 6
Ω_p	резонансная частота	5 6 6
$\omega_m = g_0/\varepsilon$		5 6 6
$\Omega_0 = (S_0 g_0/\tau_p)^{1/2}$		5 6 6
$\Omega_{0\ вкл} = (S_{вкл} g_0/\tau_p)^{1/2}$		5 6 8

Литература

5 1 *Yariv A* Optical Electronics, 3rd ed —New York Holt, Rinehart and Winston, 1985

5 2 *Kressel H, Butler J E* Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs —New York Academic, 1977

5 3 *Casey H C, Jr, Panish M B* Heterostructure Lasers, Vols A and B —New York Academic, 1978 [Имеется перевод *Кейси X, Паниш M* Лазеры на гетероструктурах —М Мир, 1981]

5 4 *Thompson G B H* Physics of Semiconductor Laser Devices — New York Wiley, 1980

5 5 Semiconductors and Semimetals Lightwave Communications Technology, vols 22, Part A "Material Growth Technologies", Part B "Semiconductor Injection Laser I", Part C "Semiconductor Injection Lasers II, Light Emitting Diodes" (ed W T Tsang) —New York Academic, 1985

5 6 Optical Fiber Telecommunications II (ed S E Miller, I P Kaminow) —New York Academic, 1988

5 7 *Nahory R E, Pollack M A, Johnston W D, Barns R L* — Appl Phys Lett, **33**, 659—661 (1978)

5.8. *Adachi S.* — J. Appl. Phys., 58, R1—R29 (1985).
5.9. *Adachi S.* — J. Appl. Phys., **53**, 5863—5869 (1982).
5.10. *Adachi S.* — Appl. Phys., **53**, 8775—8792 (1982).
5.11. *Henry C.H., Johnson L.F., Logan R.A, Clarke D.P.* — IEEE. J. Quantum Electron., **QE-21**, 1887—1892 (1985).
5.12. *Manning J., Olshansky R., Su C.B.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, 1525—1530 (1983).
5.13. *Turley S.E.H.* — Electron Lett., **18**, 590—592 (1982).
5.14. *Agrawal G.P., Dutta N.K.* Long-wavelength Semiconductor Lasers. — New York: Van Nostrand Reinhold, 1986.
5.15a. *Henry C.H.* Spectral Properties of Semiconductor Lasers. — Ref. 5.5, Pt. B, Ch. 3.
5.15б. *Henry C.H., Logan R.H., Bertness K.A.* — J. Appl. Phys., **52**, 4453, (1981).
5.15в. *Henry C.H., Logan R.A., Temkin H., Merritt R.F.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, 941 (1983).
5.16 *Westbrook L.D., Eng B.* — IEEE Pros., **133**, 135—142 (1986).
5.17. *Ikegami T.* — Quantum Electron., **QE-8**, 470—476 (1972).
5.18. *Kardontchik J.E.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1279—1286 (1982).
5.19 *Henry C.H.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, L59—L64 (1982).
5.20. *Kittel C.* Elementary Statistical Physics. — New York: Wiley, 1958, p. 141. [Имеется перевод: *Киттель Ч.* — Элементарная статистическая физика. — М: ИЛ, 1960.]
5.21. *Henry C.H.* — J. Lightwave Technology, **LT-4**, 288—297 (1986).
5.22. *Asada M., Suematsu Y.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 434—442 (1985).
5.23. *Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 510—515 (1975).
5.24. *Ishikawa H., Yano M., Takasagawa M.* — Appl. Phys. Lett., **40**, 553—555 (1982).
5.25. *Manning J., Olshansky R., Fye D.M., Powazinik W.* — Electron. Lett., **21**, 496—497 (1985).
5.26. *Lee T.P. et al.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1101—1113 (1982).
5.27a. *Petermann K.* — Opt. Quantum Electron., **10**, 233—242 (1978).
5.27б. *Streifer W., Scifres D.R., Burnham R.D.* — Electron. Lett.,

17, 933 (1981).
5.28 *Lau K.Y., Yariv A.* HighFrequency Current Modulation of Semiconductor Injection lasers. —Ref. 5.5, Pt. B, Ch. 2.
5.29. *Boers P.M., Vlaardingerbroek M.T., Danielson M.* —Electron. Lett., **11**, 206—208 (1975).
5.30. *Hakki B.W., Paolo T.L.* —J. Appl. Phys., **44**, 4113—4119 (1973).
5.31. *Kaminow I.P., Eisenstein G., Stulz L.W.* —IEEE J. Quantum Electron, **QE-19**, 493—495 (1983).
5.32. *Wang J.* —Electron. Lett., **21**, 929—931 (1985).
5.33. *Dutta N.K. et al* —AT&T Technol. J., **64**, 1857—1884 (1985).
5.34. *Van der Ziel J.P., Temkin H., Logan R.A.* —Electron. Lett., **19**, 113—115 (1983).
5.35. *Chinone N., Nakamura M.* Mode Stabilized Semiconductor Lasers for 0,7—0,8 and 1,1—1,6 μm Region (см. книгу [5.5, Pt. C, Ch. 2])
5.36. *Hayakawa T. et al.* —J Appl. Phys, **53**, 7224—7234 (1982).
5.37а. *Tsukada T.* —J. Appl. Phys, **45**, 4899—4906 (1974).
5.37б. *Hirao M., Doi A, Tsuji S, Nakamura M., Aiki K.* —J. Appl Phys., **51**, 4539—4540 (1980).
5.37в. *Hirao M., Tsuji S, Mizuishi K., Doi A., Nakamura M.* —J. Opt. Commun., **1**, 10—14 (1980)
5.38. *Mito I. et. al.* —J. Lightwave Technol, **LT-1**, 195—202 (1983).
5.39. *Kobayashi K., Mito I.* —J. Lightwave Technol., **LT-3**, 1202—1210 (1985).
5.40. *Koren U., Miller B.I., Capik R.J.* —Electron Lett., 22. 947—949 (1986).
5.41. *Ichikawa H. et al.* —IEEE J Quantum Electron., **QE-18**, 1704—1711 (1982).
5.42. *Liou Z.L., Walpole J.N.* —Appl. Phys. Lett., **40**, 568—570 (1982).
5.43а. *Koch T.L. et al.* —Electron. Lett., **20**, 856—857 (1984).
5.43б. *Su C.B. et al.* —Electron. Lett., **21**, 577—567 (1985).
5.44. *Bowers J.E. et al.* —Appl Phys. Lett., **47**, 78—80 (1985)
5.45. *Eisenstein G. et al.* —Appl. Phys. Lett., **45**, 311—313 (1984).
5.46. *Kawaguchi H., Kawakami T.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-13**, 556—560 (1977)

5.47. *Kaminow I.P. et al.* —IEEE J. Quantum Electron, **QE-19**, 1312—1318 (1983).
5.48. *Kaminow I.P. et al.* —Electron Lett., **19**, 877—879 (1983).
5.49. *Kaminow I.P., Ko J.—S., Linke R.A., Stulz L.W.* —Electron. Lett., **19**, 784—785 (1983).
5.50. *Kaminow I.P. et al.* —Electron. Lett., **15**, 763—765 (1979).
5.51a. *Amann M.-C., Stegmuller B.* —Appl. Phys Lett, **48**, 1027—1029 (1986).
5.51б. *Rashid A.M. et al.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 25—28 (1988).
5.52a. *Armistead C.J.,Wceeler S.A, Plumb R.G.,Musk R.W.* — Electron Lett., **22**, 1145—1147 (1986).
5.52б. *Armistead C.J. et al.* Electron. Lett., **23**, 592—593 (1987).
5.53. *Tsang W.T, Logan R.A* —Appl. Phys. Lett., **45**, 1025—1027 (1984).
5.54. *Tsang W.T. et al* —IEEE J Quantum Electron, **QE-21**, 519—526 (1985).
5.55. *Turley S.E.H et al.* —Electron. Lett., **17**, 868—870 (1981).
5.56. *Van der Ziel J.P., Logan R.A., Nordland W.A., Kazarinov R.F.* —J. Appl. Phys, **57**, 1759—1762 (1985).
5.57. *Lin C., Burrus C.A., Coldren L.A.* —J Lightwave Technol, **LT-2**, 544—549 (1984).
5.58. *Liou K.Y. et al.* —Appl. Phys. Lett., **45**, 729—731 (1984).
5.59. *Tsang W.T.* The Cleaved-Coupled-Cavity (C^3) Laser (см книгу [5 5, Pt B, Ch. 5])
5.60 *Kaminow I.P., Weber H.P., Chandross E.A.* —Appl. Phys Lett., 18, 497—499 (1971)
5.61. *Kogelnik H., Shank C V* —Appl. Phys Lett, 18, 152—154 (1971).
5 62. *Kogelnik H., Shank C V* —J. Appl. Phys. **43**, 2327—2335 (1972)
5.63 *Haus H.A* Waves and Fields in Optoelectronics, Englewood Cliffs, NJ: 1984, Ch. 8 [Имеется перевод: *Хаус Х.* Волны и поля в оптоэлектронике. —М.: Мир, 1988.]
5.64. *Streifer W, Scifres D.R., Burnham R.D.* —IEEE J. Quantum Electron, **QE-11**, 867—873 (1975).
5.65. *Kitamura M. et al.* —J. Lightwave Technol., **LT-2**, 363—369 (1984).

5.66 *Westbrook L.D., Nelson A.W., Fiddyment P.J., Evans J.S* — Electron. Lett., **20**, 225—226 (1984)

5.67 *Temkin H et al* — Appl. Phys. Lett., **45**, 1178—1180 (1984).

5.68a. *Streifer W., Burnham R.D., Scifres D.R.* — IEEE Quantum Electron., **QE-11**,154—161 (1975).

5.68б *Matsuoka T. et al.* — J. Appl. Phys., **23**, L38—L140 (1984).

5.69. *McCall S.L., Platzman P.M.* — IEEE Quantum Electron., **QE-21**, 1899—1904 (1985).

5.70 *Suematsu Y., Arai S., Kishino K.* — J. Lightwave Technol., **LT-1**, 161—178 (1983)

5.71. *Yamaguchi M. et al* — Electron Lett., **21**, 63—65 (1985)

5.72 *Soda H., Imai H* — IEEE J Quantum Electron., **QE-22**, 637—641 (1986).

5.73 *Henry C.H* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, 1391—1397 (1983).

5.74 *Westbrook L.D., Henning I D., Nelson A.W., Fiddyment P.J.* — IEEE J Quantum Electron., **QE-21**, 512—518 (1985)

5.75. *Lang R.* — IEEE J Quantum Electron., **QE-18**, 976—983 (1982).

5.76. *Saito S., Nilsson O, Yamamoto Y.* — Appl Phys Lett., **46**, 3—5 (1985).

5.77. *Ohtsu M., Kotajima S* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 1905—1912 (1985).

5.78 *Saito S, Yamamoto Y* — Electron Lett., **17**, 325—327 (1981).

5.79 *Patzak E., Olesen H., Sugimura A., Saito S., Mukai T.* — Electron. Lett., 19, 938—940 (1983)

5.80. *Agrawal G.P* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-20**, 468—471 (1984)

5.81 *Tkach R.W, Chraplyvy A R.* — J. Lightwave Technol., **LT-4**, 1711—1716 (1986).

5.82. *Lenstra D., Verbeek B H., den Boef A J* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 674—679 (1985).

5.83. *Wyatt R, Devlin W J* — Electron Lett., **19**, 110—112 (1983).

5.84a *Olsson N.A et al* — Appl Phys. Lett., **51**, 92—93 (1987).

5.84б *Olsson N.A. et al* — Electron. Lett., **23**, 688—689 (1987).

5.85. *Liou K.-Y. et al.* — Appl. Phys. Lett., **48** 1039—1041 (1986).

5.86. *Patzak E et al.* — Electron. Lett., **19**, 1026—1027 (1983).
5.87. *Sato H., Ohya J.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1060—1063 (1986).
5.88. *Bowers J.E., Hemenway B.R., Gnauck A.H., Wilt D.P.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 833—844 (1986), см. также *Olshansky R., Hill P., Lanzisera V., Powazinik W.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-23**, 1410—1418 (1987).
5.89. *Tucker R.S., Pope D.J.* — Trans. Microwave Techniques and Theory, **MTT-31**, 289—294 (1983).
5.90. *Tucker R.S., Kaminow I P.* — J. Lightwave Technol., **LT-2**, 385—393 (1984).
5.91. *Lau K.Y., Yariv A* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 121—137 (1985)
5.92. *Tusker R.S* — IEEE J. Lightwave Technol., **LT-3**, 1180—1192 (1985).
5.93. *Lau K.Y. et al* — Appl. Phys. Lett., **43**, 1—3 (1983).
5.94. *Su C.B., Lanziseva V* — Appl. Phys. Lett., **45**, 1302—1304 (1984).
5.95. *Tusker R.S. et al.* — Electron. Lett., **20**, 393—394 (1984).
5.96 *Arakawa Y, Yariv Y.* — IEEE J. Quantum Electron., QE-22, 1887—1898 (1986).
5.97. *Kamite K. et al.* — IEEE J. Quantum Electron., QE-23, 1054—1058 (1987).
5.98. *Demokan M.S., Nacaroglu N* — IEEE J. Quantum Electron, **QE-20**, 1016—1022 (1984).
5.99. *Tusker R.S.* — Electron. Lett., **20**, 802—803 (1984), см. также *Tusker R.S., Wiesenfeld J.M., Downey P.M., Bowers J.E.* — Appl. Phys. Lett., **48**, 1707—1709 (1986)
5.100. *Linke R.A.* — IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 593—597 (1985).
5.101. *Olshnsky R., Fye D.* — Electron. Lett, **20**, 928—929 (1984).
5.102. *Bickers L., Westbrook L.D.* — Electron. Lett., **21**, 103—104 (1985).
5.103. *Olsson N.A et al.* — J. Lightwave Technol, **LT-3**, 63—67 (1985).
5.104. *Downey P.M., Bowers J.E., Tucker R.S., Agyekum E.* — IEEE J Quantum Electron., **QE-23**, 1039—1047 (1987).
5.105. *Koch T.L., Bowers J.E.* — Electron. Lett., **20**, 1038—1039 (1984); см. также: *Koch T.L., Bowers J.E.* Factors Affecting Wavelength Chirping in Directly Modulated Semi-

conductor Lasers, Proc. CLEO '85 (Baltimore, MD), p. 72—74.

5.106. *Petermann K.* —Electron. Lett., **21**, 1143—1145 (1985).

5.107. *Koch T.L., Linke R.A.* —Appl. Phys. Lett., **48**, 613—615 (1985).

5.108 *Van der Ziel J.P , Logan R.A.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 1340—1350 (1982).

5.109a. *Tucker R.S., Wiesenfeld J.M., Gnauck A.H., Bowers J.E.* —Electron Lett., **22**, 1329—1331 (1986);

5.109б. *Wiesenfeld J.M., Tucker R.S., Downey P.M.* Picosecond Measurement of Chirp in Gain-Switched Injection Lasers, Technol. Digest, CLEO 86, p 264—265.

5.110. *Ho P.-T* Picosecond Pulse Generation with Semiconductor Diode Lasers: In: Picosecond Optoelectronic Devices (ed. Lee C H.)—New York: Academic, 1984.

5.111. *Haus H.A.* —J. J Appl. Phys., **20**, 1017—1020 (1981).

5.112. *Tucker R.S., Eisenstein G., Kaminow I.P.* —Electron. Lett., **19**, 552—553 (1983); см. также *Eisenstein G., Tucker R.S., Koren U., Korotky S K.* —IEEE J Quantum Electron , **QE-22**, 141—148 (1986).

5.113. *Mukai T., Yamamoto Y., Kimura T* —Optical Amplification by Semiconductor Lasers.—In: [5 5. Pt E, Ch 3].

5.114. *Saul R.H., Lee T.P., Burrus C.A.* —Light-Emitting-Diode Device Design.—In· [5.5, Pt.C, Ch. 5, p. 193—237]

5.115 *Lee T P., Burrus C.A., Jr., Miller B I* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 820—828 (1973).

5.116. *Курбатов Л.Н и др* —Физика полупроводников, 1971, т. 4, с. 1739—1744; *Marcuse D* (в печати); *Zah C.E. et al.* —Electron. Lett , **23**, 990—991 (1987).

5.117. *Amann M C., Boeck J* —Electron Lett., **15**, 41—43 (1974).

5.118. *Marcuse D., Kaminow I.P.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 1234—1244 (1981).

5.119 *Kaminow I.P., Eisenstein G., Stulz L.W., Dentai A.G.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, 78—82 (1983).

5.120 *Olshansky et al.* —Electron. Lett., **21**, 730—731 (1985).

5.121. *Arnold G. et al.* —Electron Lett., **21**, 993—994 (1985).

5.122. *Marcuse D.* Principles of Quantum Electronics.—New York: Academic, 1980, p 251.

5.123. *Eisenstein G.* —AT&T Bell Laboratories Technol. J , **63**, 357—364 (1984).

5.124. *Kaplan D.R., Deimel P.P.* — AT&T Bell Laboratories Technol J., **69**, 857—877 (1984).
5.125a. *Saiton T., Mukai T., Mikami O.* —J Lightwave Technol, **LT-3**, 288—293 (1985).
5.125б. *Saiton T., Mukai T.* —Electron. Lett., **23**, 218—219 (1987).
5.126. *Vassalo C* —Electron. Lett., **21**, 333—334 (1985).
5.127a. *Eisenstein G., Stulz L.W.* —Appl. Opt., **23**, 1161—1164 (1984).
5.127б. *Eisenstein G., Stulz L.W., Van Uitert L.G.* —J. Lightwave Technol., **LT-4**, 1373—1375 (1986).
5.128. *Olsson N.A., Oberg M.G, Tzeng L.D., Cella T.* —Electron. Lett., **24**, (1988)
5.129. *Eisenstein G. et al* —Electron. Lett., **21**, 1076—1077 (1985)
5.130 *Eisenstein G, Jopson R.M.* —Int'l. J. Electron., **60**, 113—121 (1986)
5.131. *Marcuse D.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE 19**, 63—73 (1983).
5.132. *Yariv A* Quantum Electronics, 2nd ed. —New York: Wiley, 1975, Ch. 12
5.133. *Henry P.S.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 1862—1879 (1985).
5.134. *Davenport W.B., Root W.L.* An Introduction to the Theory of Radom Signals and Noise. —New York: McGraw Hill, 1985, Ch. 12.
5.135. *Simon J.C.* —J Opt. Commun., 4, 51—62 (1983).

6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА

Ф. Дж. Леонбергер, Дж П. Доннели***

В настоящей главе представлен обзор полупроводниковой интегральной оптики. Работа в этой области была вызвана давно существовавшим намерением изготовить широкий набор компонентов на общей подложке. В качестве примера на рис.6.1 показано устройство будущей интегральной схемы, сформированной в прямозонном полупроводнике, которая наряду с электронными компонентами содержит лазеры, детекторы, волноводы и модуляторы. Такая схема могла бы оказаться полезной для широкого ряда применений, включая связь, СВЧ-системы, системы управления.

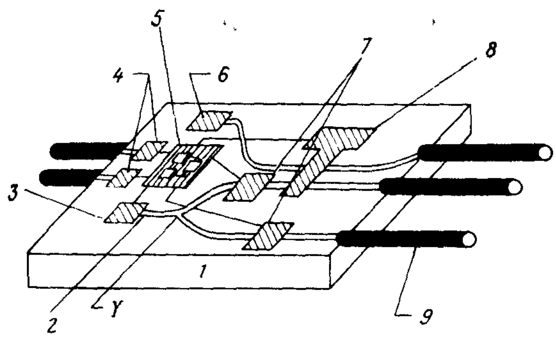


Рис.6.1. Будущая интегральная оптическая схема на подложке GaAs. *1* — подложка из GaAs; *2* — волновод, *3* — лазер; *4* — детектор; *5* — электронная схема; *6* — лазер, *7* — электрооптический модулятор, *8* — электрооптический переключатель; *9* — одномодовые волокна.

В данной главе мы рассмотрим физические основы и практическое состояние проблемы одномодовых волноводных и интегральных оптоэлектронных устройств, выполненных главным образом из материалов на основе GaAs и InP Прежде всего будет представлена теория полупроводниковых волноводов. Особое внимание будет уделено методам, позволяющим изменять величину показателя преломления, и критериям одномодового режима для широкого набора полосковых геометрий волново-

---

* *Frederick J. Leonberger*, United Technologies Research Center, Silver Lane, East Hartford, CT 06108, USA.

** *Joseph P. Donnelly*, MIT Lincoln Laboratory, Box 73, Lexington, MA 02173, USA.

дов Чтобы облегчить понимание практически осуществимых структур, мы дадим краткий обзор технологии эпитаксиальных материалов Также будет представлен обзор экспериментально продемонстрированных пассивных волноводных структур, включающих в себя ряд полосковых волноводов, направленных ответвителей, Y разветвителей и устройств фильтрации Мы рассмотрим также волноводы, сформированные из диэлектрических пленок, осажденных на полупроводниковые подложки Затем рассмотрим волноводные модуляторы Мы обсудим принципы их работы и приведем важнейшие характеристики многих устройств, среди которых устройства с применением линейного электрооптического эффекта и электропоглощения Будут также рассмотрены многоямные квантовые структуры, в том числе попытки создания полностью оптических устройств В заключение мы обсудим интегральные структуры, в частности, волноводные (например, лазер—волновод) и интегральные оптоэлектронные устройства (например, лазер—полевой транзистор)

6.1. ТЕОРИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ВОЛНОВОДОВ

В данном разделе рассматриваются теоретические основы волноводного распространения света в полупроводниках Поскольку для волноводного распространения света в любых материалах требуется соответствующее распределение показателя преломления в плоскости, перпендикулярной направлению распространения мощности, сначала рассмотрим методы, позволяющие изменять показатель преломления полупроводников Затем обсудим плоские волноводы и критерии одномодового режима работы После этого мы представим некоторые способы ограничения света в боковых направлениях и критерии одномодового режима полосковых волноводов В заключение рассмотрим эффекты связи и кратко обсудим механизмы потерь в полупроводниковых волноводах Методы изготовления реальных волноводов и полученные при этом результаты опишем в разд 6 3

6.1.1. Методы изменения показателя преломления в полупроводниках

Для осуществления волноводного распространения света в полупроводнике должна быть область, показатель преломления которой выше, чем у окружающей ее среды В полупроводниковых соединениях типа $A^{III}B^{V}$ величиной показателя преломления можно управлять, изменяя электрические свойства, т е число свободных носителей, и (или) со-

став полупроводника Для локального изменения показателя преломления можно также использовать деформации и (или) электрические поля Ниже обсуждается каждый из данных методов

а) **Эффекты, связанные с измененнем концентрацин свободных носителей.** Оптическое волноводное распространение может иметь место в полупроводниковых слоях с пониженной концентрацией носителей на подложке n^+ (или p^+) из того же материала (рис 6 2,*а*) Наличие свободных иосителей заряда в подложке уменьшает величину ее показателя преломления по сравнению с чистым материалом (см , например, [6 1, 6 2]) Таким образом, слой с пониженной концентрацией носителей имеет увеличенный по отношению к подложке показатель преломления и, если толщина слоя и изменения показателя преломления удовлетворяют условиям волноводного распространения (которые мы рассмотрим ниже), свет будет направленно распространяться в слое с пониженной концентрацией свободных носителей

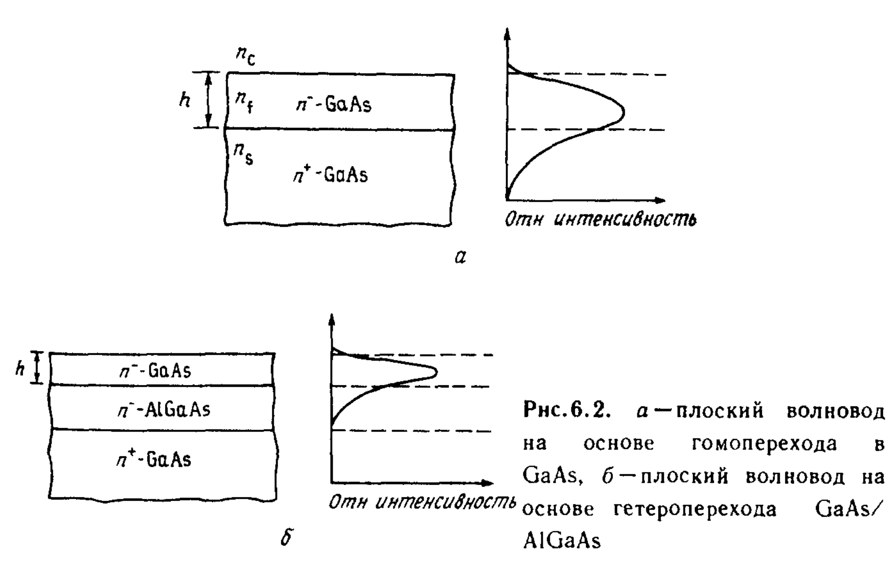


Рис.6.2. *а* — плоский волновод на основе гомоперехода в GaAs, *б* — плоский волновод на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs

Уменьшение величины диэлектрической проницаемости в n^+ материале обязано главным образом отрицательному вкладу $\dot{\varepsilon}_{fc}$, вносимому плазмой свободных носителей в веществениую часть днэлектрической проницаемости В полупроводнике с концентрацией N_c свободных носителей диэлектрическая проницаемость ниже края полосы поглощения дается приближеным выражением

$$\varepsilon_s = \varepsilon_f - \varepsilon_{fc} = \varepsilon_f \quad \frac{N_c e^2 \lambda_0^2}{4\pi^2 c^2 m^*}, \tag{6 1 1}$$

где ε_f — диэлектрическая проницаемость чистого материала, e — заряд электрона, λ_0 — длина волны оптического излучения в вакууме, c — скорость света и m^* — эффективная масса носителей в полупроводнике Поскольку величина ε_{fc} мала по сравнению с ε_f, показатель преломления можно приближенно записать в виде

$$n = \left[\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_0}\right]^{1/2} = n_f - \Delta n, \tag{6 1 2}$$

где ε_0 — электрическая постоянная, n_f — **показатель преломления** чистого материала пленки на длине волны λ_0 и

$$\Delta n = \frac{N_c e^2 \lambda_0^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 n_f c^2 m^*} \tag{6 1 3}$$

Для n^+-GaAs имеем $n_f = 3{,}5$, $m^* = 0{,}067\ m_e$, причем m_e — масса свободного электрона и

$$\Delta n = 1{,}8 \cdot 10^{-21} N_c \lambda_0^2,$$

если N_c выражено в см$^{-3}$, а λ_0 — в мкм При λ_0 1 мкм и $N_c = 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ имеем $\Delta n = 0{,}0036$, этого достаточно для того, чтобы осуществить волноводное распространение, если слой чистого материала имеет достаточную толщину

Тот же самый эффект свободных носителей, который вызывает уменьшение вещественной части диэлектрической проницаемости, приводит к поглощению свободными носителями Как показано в разд 6 1 5, это поглощение ограничивает минимальную величину потерь, которая может быть достигнута в волноводах на основе n/n^+ гомопереходов Можно также использовать подложки p^+ типа, однако изменение показателя преломления, связанное с концентрацией носителей в полупроводниковых соединениях $A^{III}B^V$, в этом случае *меньше*, чем *в* n^+ *материале*, а потери больше

б) Эффекты, связанные с изменением состава полупроводника. С помощью эпитаксиальной технологии (разд 6 2) можно выращивать из полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ слои с резкими или плавными изменениями состава Поскольку как ширина запрещенной зоны, так и величина показателя преломления зависят от состава материала, эпитакси-

альная технология чрезвычайио полезиа при изготовлении оптических волноводов, лазеров и детекторов Чтобы избежать возникновеиия дислокаций и напряжеиий на границе раздела и (или) внутри выращенного слоя, необходимо хорошо согласовать друг с другом постоянные решетки эпитаксиального слоя и подложки На рис 6 3 показаиа зависимость ширины запрещенной зоны от постоянной решетки для бинариых и тройных соединений $A^{III}B^{V}$ (см, например, [6 3, 6 4, p 25]) Тщательно контролируя состав полупроводника, можно выращивать хорошо согласованные по периоду решетки тройные и четверные слои иа бинариых подложках Например, $Al_xGa_{1-x}As$, согласованный по периоду решетки с GaAs, можио вырастить во всем диапазоне от GaAs до AlAs, в то время как $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ ($y = 2,917x$) можно согласовать по решетке с InP в пределах от InP до $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ Возможны и другие четверные соединения, согласованные с бинарными подложками, такие, как $Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}$, согласованный с InAs, и $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$, согласованный с GaSb В общем случае измеиение состава полупроводника позволяет получить большие изменения показателя преломления, чем в случае изменения концентрации свободных носителей

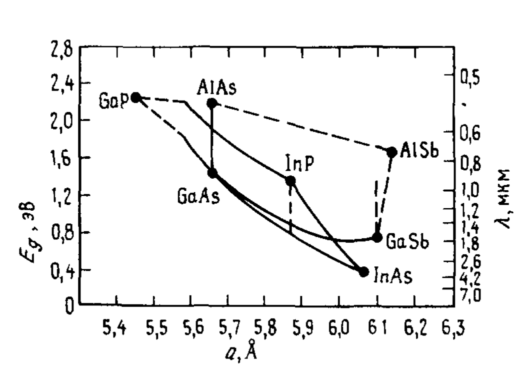


Рис.6.3. Зависимость ширины запрещенной зоны E_g полупроводниковых соедииений $A^{III}B^{V}$ от постояниой решеткн a (Согласно [6 3])

Возможность выращивания такого рода согласованных по постоянной решетки систем позволяет изменять эффектнвный показатель преломления без существенного влияния на качество материала На рис 6 2,б показаи плоский волновод на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs По мере того как концентрация Al возрастает, ширина запрещенной зоны слоя AlGaAs увеличивается, а его показатель преломления умеиьшается На рис 6 4,а представлена зависимость ширины запрещенной зоны AlGaAs от состава материала при температуре 295 К [6 4, p 17, 6 5] При доле Al, большей 0,45, запрещенная зона является непрямой На

рис 6 4,*б* показана зависимость показателя преломления от состава для нескольких длин волн [6 6—6 10] При $\lambda > 1,0$ мкм изменение показателя преломления Δn относительно GaAs составляет $\approx 0,45x$

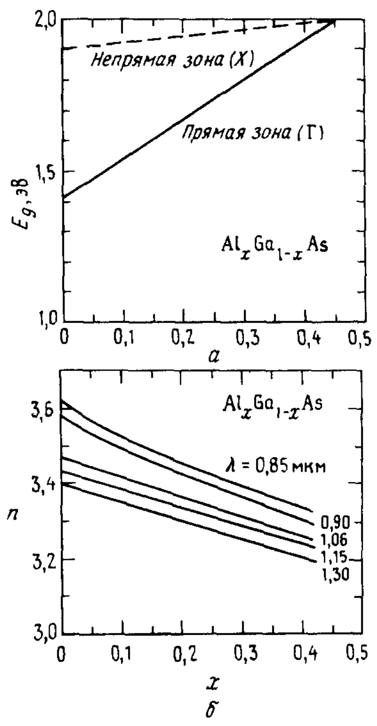
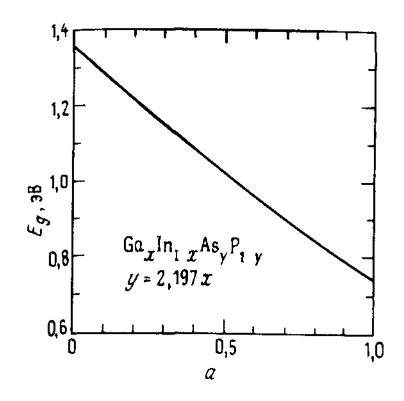


Рис. 6.4. Зависимости от мольной доли (x) Al в $Al_xGa_{1-x}As$ ширины запрещенной зоны E_g (*а*) и показателя преломления n (*б*) при нескольких длинах волн λ (Согласно работе [6 4])

Зависимости ширины запрещенной зоны [6 11] и показателя преломления [6 12, 6 13] на нескольких длинах волн от состава для четверных слоев, выращенных с согласованием решеток на InP, представлены на рис 6 5,*а* и *б* соответственно Запрещенная зона—прямая во всем диапазоне изменения состава, и ширина ее уменьшается по мере возрастания доли Ga (и As) При изменении состава полупроводника от InP до $Ga_{0,47}In_{0,53}As$ показатель преломления монотонно увеличивается на всех длинах волн

С развитием методов эпитаксии из молекулярных пучков (ЭМП) и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) стало возможным выращивать структуры, состоящие из чередующихся тонких слоев двух различных составов, т е квантовые ямы и сверхрешетки [6 14—6 18] В структуре типа квантовой ямы толщина слоев узкозон-



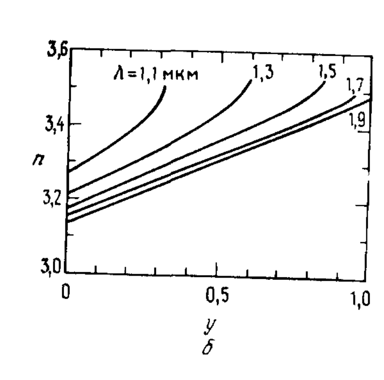


Рис. 6.5. Зависимости от мольиой доли (y) As материала $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ ширины запрещенной зоны E_g (a) и показателя прелом ления n ($б$) при нескольких длинах волн λ (Согласно работе [6 12])

ного с высоким показателем преломления полупроводника имеет порядок дебройлевской длины волны свободных носителей (≤ 200 Å) Поэтому нижние электронные уровни кваитуются, как показано на рис 6 6 От личие квантовой ямы от сверхрешеточной структуры состоит в том, что квантованные состояния в квантовой яме локализованы, а в сверхрешетке—нет Структура с квантовыми ямами может состоять из одной ямы, в то время как сверхрешетка должна быть периодической Несмотря на то что структура с квантовыми ямами может содержать две или более связанные ямы, толщины широкозонных слоев в многоямиой квантовой структуре делают обычно достаточно большими для того, чтобы отдельные ямы (или группа связанных ям) были существенно изолированы В сверхрешетке широкозонные слои достаточно тонкие, поэтому волновые функции состояний в ямах перекрываются и образуют нелокализованные состояния Сверхрешетки и квантовые ямы открывают путь для осуществления «зонной инженерии», и уникальные свойства таких структур должны оказаться полезными при создании волноводов, лазеров, детекторов и других элементов интегральнооптических схем

Слоистый характер структуры сверхрешетки приводит к анизотропии показателя преломления и, таким образом, к двулучепреломлению волноводов [6 19—6 21], как показано, например, на рис 6 7 Для света, поляризованного вдоль плоскости поверхностей раздела слоев, показатель преломления больше, чем у кристалла с таким же, как у сверх-

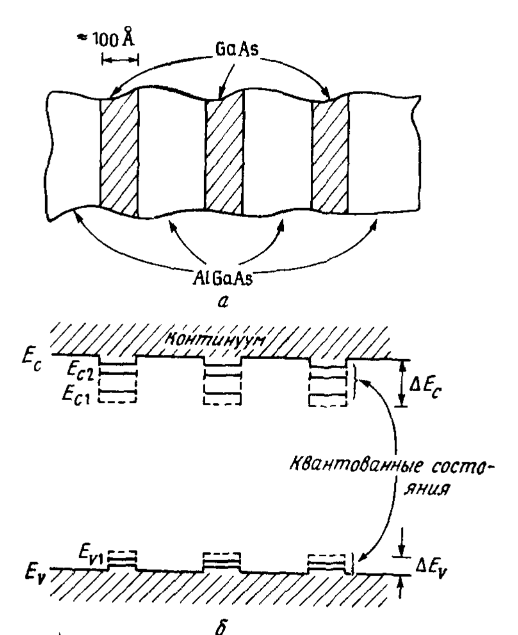


Рис. 6.6. *а* — многоямная квантовая структура GaAs/AlGaAs, *б* — квантованные состояния в ямах

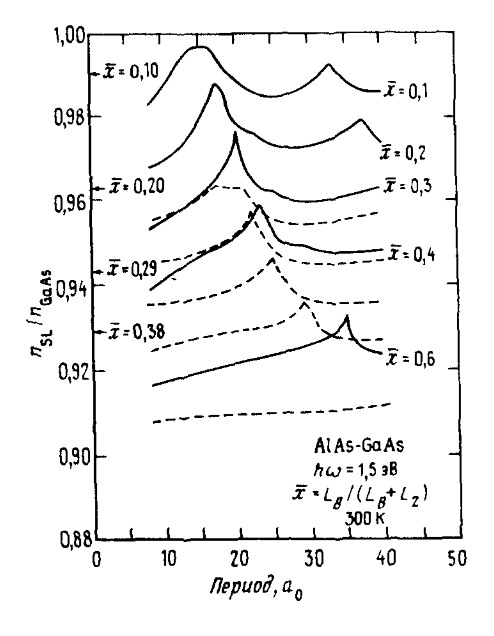


Рис. 6.7. Рассчитанный нормированный анизотропный показатель преломления сверхрешеточных структур из GaAs/GaAlAs Сплошные и штриховые кривые относятся к свету, поляризованному соответственно параллельно и перпендикулярно слоям Стрелки слева указывают экспериментальные значения для твердого раствора с молекулярными концентрациями Al, обозначенными через $\bar{x}$ Мольные доли справа представляют в убывающем порядке эффективные значения для приведенных кривых L_B и L_Z — соответственно ширина барьера и ямы (Согласно работе [6 19])

решетки, усредненным составом, и больше, чем для света, поляризованного перпендикулярно слоям Кроме того, было показано, что эти структуры имеют большой, легко насыщаемый пик экситонного поглощения [6 22, 6 23], что должно быть важным для нелинейных оптических волноводных устройств В последнее время появился интерес к несогласованным напряженным сверхрешеткам [6 24, 6 25] и квантовым ямам [6 26], однако еще рано говорнть, найдут ли они применение в полупроводниковых интегральных оптических схемах

в) Эффекты, вызываемые электрическим полем. Показатель преломления может изменяться под воздействием электрического поля благодаря линейному электрооптическому эффекту Крнсталлы, имеющие центр симметрии, такне, как Si или другие полупроводники с алмазной решеткой, не проявляют электрооптического эффекта первого порядка, но в них наблюдаются эффекты второго порядка, т е эффекты, пропорциональные E^2, которые аналогичны эффекту Керра в жидкостях Полупроводниковые соединения $A^{III}B^{V}$, которые имеют кристаллическую структуру типа цинковой обманки (точечная группа симметрии $43m$), проявляют линейный электрооптический эффект (см , например, [6 27]) Отличными от нуля элементами электрооптического тензора являются только $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ На длине волны $\lambda = 1,3$ мкм электрооптический коэффициент r_{41} для обоих полупроводников GaAs и InP равен примерно $-1,4\cdot10^{-10}$ см/В [6 28, 6 29] Более подробно электрооптический эффект рассмотрен в разд 6 4

г) Эффекты, связанные с деформациями. Деформации влияют на показатель преломления вследствие того, что под их действием изменяется постоянная кристаллической решетки, а вместе с ней и ширина запрещенной зоны полупроводника Для простых деформаций сжатия и растяжения изменения показателя преломления аналогичны тем, которые возникают из-за изменения постоянной решетки под воздействием температуры и (или) давления Ввиду больших значений коэффициентов фотоупругости материалов $A^{III}B^{V}$ относительно слабые деформации вызывают существенные изменения показателя преломления Изменения относительной диэлектрической проницаемости порядка 10^{-2} могут быть достигнуты с помощью напряжений, создаваемых металлическими и (или) окисными слоями [6 30] Изменения, которые происходят из-за деформаций в слоях с согласованными решетками, имеют величину порядка 10^{-4}

Часто эффекты, вызванные электрическими полями и (или) деформациями, непреднамеренно возникают в полупроводниковых волноводах и, следовательно, они могут оказывать влияние на их работу, даже когда эти эффекты не являются главной причиной волноводного распространения. Поскольку изменение вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости связаны между собой соотношениями Крамерса—Кронига, электрическое поле и деформация изменяют также величину оптического поглощения в полупроводнике. Поглощение сильнее меняется вблизи края зоны и с длиной волны уменьшается быстрее, чем изменяется показатель преломления (разд. 6.4).

6.1.2. Плоские волноводы

Примеры плоских волноводов на основе гомо- и гетеропереходов показаны на рис. 6.2, *а* и *б* соответственно. В случае когда единственный слой с большим показателем преломления располагается на подложке с меньшим показателем преломления (рис. 6.2, *а*), структура представляет собой простой несимметричный трехслойный волновод, у которого $n_f > n_s > n_c$ (гл. 2), где n_f, n_s и n_c — показатели преломления соответственно волноводного слоя, подложки и покровного слоя (обычно $n_c = 1$).

В гл. 2 мы показали, что в плоском волноводе могут распространяться как ТЕ-, так и ТМ-моды. Число этих ТЕ- и ТМ-мод зависит от толщины h волноводного слоя и разности показателей преломления волноводного и покровных слоев. Условие отсечки для любой моды можно получить, положив равной нулю обратную длину γ_s проникновения поля в подложку. При этом $\beta = (2\pi/\lambda)n_s$ и свет более не ограничивается волноводным слоем с большим показателем преломления и может излучаться в подложку. В результате имеем уравнение

$$\frac{2\pi}{\lambda}h_m(n_f^2 - n_s^2)^{1/2} = \operatorname{arctg} r_0\left(\frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2}\right)^{1/2} + (m - 1)\pi, \qquad (6.1.4)$$

где m — номер моды. Здесь $r_0 = 1$ для ТЕ-мод и $r_0 = (n_f^2/n_s^2)^{1/2}$ для ТМ-мод. В частном случае, когда $n_c = n_s$ (симметричный плоский волновод), для моды низшего порядка отсутствует минимальное значение толщины, при которой эта мода может распространяться, иными словами, низшая мода симметричного плоского волновода не имеет толщины отсечки. Однако при малых h основная часть оптической мощности бу-

дет переноситься за пределами слоя с большим показателем преломления

Для плоского волновода иа основе гомоперехода в GaAs (рис 6 2,*а*) с концентрацией иосителей в подложке $N_c = 2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ мы имеем $n_f = 3{,}5$, а $\Delta n = n_f - n_s = 0{,}0036$ и $(n_f^2 - n_s^2)^{1/2} = (2n_f\Delta n)^{1/2} \approx 0{,}247$ при $\lambda = 1$ мкм Для $n_c = 1$ толщина отсечки (в мкм) каждой моды дается выражениями

$$ {}_m(\mathrm{TE}) = 1{,}52779 + (m - 1)3{,}15051 \text{ (TE моды)}, $$

$$ h_m(\mathrm{TM}) = 1{,}57138 + (m - 1)3{,}15051 \text{ (TM-моды)}, $$

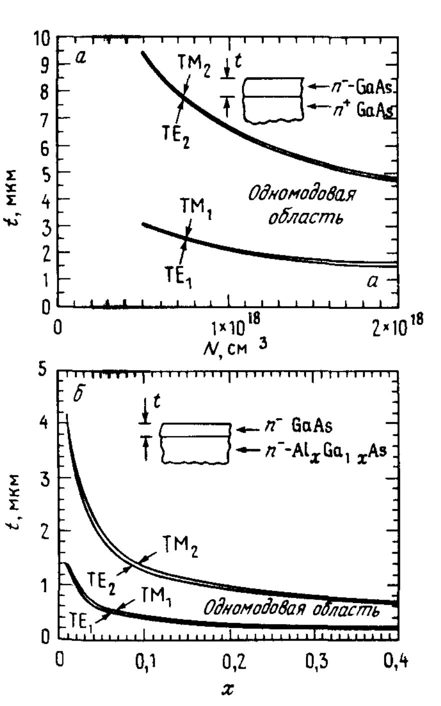


Рис.6.8. *а* — толщины n^- слоя в плоском волноводе на основе n^-/n^+ GaAs, на которых происходит отсечка иизшей и первой мод при $\lambda = 1$ мкм (N — концентрация носителей в n^+ подложке), *б* — толщины слоя n^- GaAs в плоском волноводе на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs, на которых происходит отсечка иизшей и первой мод при $\lambda = 1$ мкм (x — мольная доля Al)

где m = 1,2,3, ... Чтобы волиовод был одиомодовым (ТЕ- и ТМ-моды почти вырождены), толщина эпитаксиального слоя должиа находиться в пределах $h_1 < h < h_2$. Зависимости толщииы отсечки от концентрации носителей в подложке для мод низшего и первого высшего порядков в плоском волиоводе на осиове гомоперехода в GaAs при λ = 1 мкм представлены иа рис 6 8,*а*

Для волиовода на осиове гетероперехода GaAs/AlGaAs, в котором толщиив слоя AlGaAs значительио больше γ_s^{-1} (обратной величины поперечиой постоянной затухания в подложке), можно использовать в качестве приближенного решение для трехслойного волиовода В противном случае приходится применять решение задачи о четырехслойном волноводе Для толстого слоя $Al_xGa_{1-x}As$ с x = 0,3 на длине волны λ = 1 мкм Δn = 0,135 Тогда толщина отсечки для каждой моды дается выражеииями

$$h_m(\text{TE}) = 0{,}21156 + (m - 1)0{,}51938 \quad (\text{ТЕ-моды}),$$

$$h_m(\text{TM}) = 0{,}25565 + (m - 1)0{,}51938 \quad (\text{ТМ-моды})$$

Зависимости толщины отсечки от концентрации Al для мод низшего и первого высшего порядков в плоском волноводе на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs показаны на рис 6 8,*б* Одномодовые толщины, сравнимые с теми, которые получаются за счет различиой концентрации носителей, можио получить только для слоев с малым содержанием Al ($x \leq 0{,}05$)

Задачу о плоских волиоводах, состоящих из более чем трех слоев, можио решать по аиалогии с задачей о трехслойном волноводе С увеличением количества слоев расчеты становяться более сложными, поскольку возрастает число уравнений, связанных с граничными условиями В общем случае плоские волноводы с произвольными изменениями показателя преломления ие поддаются анализу в замкиутой форме Тем ие меиее всегда можно получить решение в виде ряда, а во миогих случаях эти волиоводы можио приближеиио представить миогослойным плоским волиоводом

6.1.3. Каиальиые волиоводы

Плоские волиоводы ограиичивают оптнческую волиу только в одиом из двух поперечиых направлений в другом поперечном направлении оптическая волна может свободно дифрагировать В интегральных схемах оптическую волиу необходимо ограничивать в обоих направлеиинх, пер-

пендикулярных вектору распространения Волноводы, которые ограничивают свет в обоих указанных направлениях, обычно называют «канальными» Чтобы ограничить свет в горизонтальной плоскости, показатель преломления должен изменяться вдоль оси y так же, как и вдоль оси x С целью ограничения света как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях можно использовать изменения состава полупроводника и (или) концентрации носителей

Примеры некоторых типов канальных волноводов приведены на рис 6 9 Во всех этих случаях для создания аналогичных структур могут

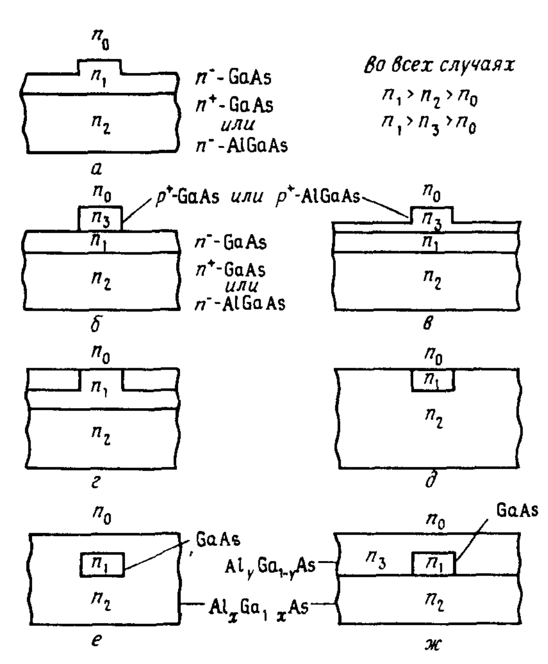


Рис. 6.9. Поперечные сечения некоторых типов канальных волноводов *а* — гребневый волновод, *б* и *в* — полосковые волноводы, нагруженные на диэлектрик, *г* — волновод с ограниченным каналом, *д* — внедренный волновод, *е* и *ж* — погруженные волноводы на основе гетеропереходов В соответствии с обозначениями на рис 6 2 $n_c = n_0$, $n_f = n_1$, $n_s = n_2$

применяться и другие варианты подбора материалов, такие, как различные комбинации AlGaAs с n^+ GaAs или GaInAsP и InP с GaAs и AlGaAs соответственно Обычно используют гребневые волноводы (рис 6 9, *а*) благодаря их простому изготовлению Их можно создавать на основе как гомо-, так и гетеропереходов, что отражено на рисунке Волноводы с нагружающей полоской (рис 6 9, *б* и *в*) и волноводы с

ограниченным каналом (рис 6 9,*г*) можно рассматривать как варианты гребневого волновода Внедренные волноводы (рис 6 9,*д*) были изготовлены путем селективной протонной бомбардировки n^+ GaAs [6 31] Погруженные волноводы на основе гетеропереходов (рис 6 9,*е* и *ж*) представляются наиболее универсальными для применения в интегрально-оптических схемах Они должны оказаться наиболее гибкими при конструировании, и их будет легче сочетать с гетеролазерами и детекторами Необходимо подчеркнуть, что названные волноводы являются лишь примерами Возможны варианты и комбинации этих волноводов, и с быстрым продвижением технологии эпитаксиального роста будет быстро развиваться технология волноводов на основе полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$

В качестве волноводной области или ее части могут быть использованы квантовая яма, сверхрешетка или расширенный резонатор [6 32] Применение p^+-n-переходов в некоторых типах волноводов иллюстрирует рис 6 9 Подавая на p^+-n-переход смещение в обратном направлении, к волноводной области можно прикладывать электрическое поле, чтобы изменять показатель преломления за счет электрооптического

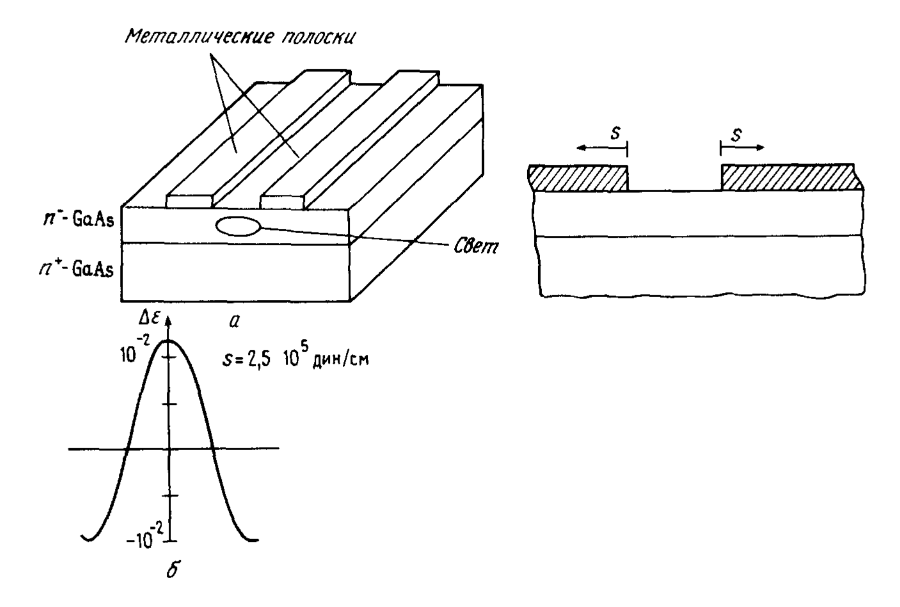


Рис.6.10. *а* — волновод с металлическими полосками **на** GaAs, *б* — влияние деформации, вызванной нанесением металлических полосок, на локальную величину диэлектрической постоянной GaAs

эффекта и (или) коэффициент затухания за счет электронного поглощения [6 33] С помощью обратного электрического смещения можно также изменять показатель преломления, увеличивая ширину волновода (расширяя запирающий слой) и (или) уменьшая концентрацию свободных носителей в волноводе Можно также использовать и прямое смещение

Для изготовления канальных волноводов можно также применять полоски из металла или окисла В щелевых волноводах [6 34] в GaAs (рис 6 10, *а*) боковое ограничение света может происходить из-за того, что в металлах преобладающей является мнимая часть показателя преломления, уменьшающая эффективный показатель преломления под металлическим покрытием, или нз-за деформации, изменяющей показатель преломления вблизи краев металлических полос [6 35] Деформация в полупроводнике, возникающая под воздействием напряжения в нанесенной металлической пленке, может вызвать существенное изменение показателя преломления около края металла (как показано на рис 6 10, *б*), и в щелевых волноводах это явление часто может быть основной причиной бокового ограничения Поэтому результаты, полученные с щелевыми волноводами, должны зависеть от вида металла и способа его нанесения Волноводное распространение, обусловленное деформациями, может возникать одновременно в нескольких различных местах и для него не обязательно требуется волноводный слой с высоким показателем преломления [6 36] Поэтому .нмеется возможность определить, какой из эффектов лежит в основе волноводного распространения

В общем случае для полосковых волноводов аналитические решения в замкнутой форме получить нельзя Кроме того, моды в канальных волноводах не являются ни чистыми ТЕ-, ни чистыми ТМ-модами Их обозначают обычно как E^x_{mn} в случае, когда поперечное электрическое поле направлено главным образом вдоль оси x, и E^y_{mn}, когда поперечное электрическое поле направлено в основном по оси y [6 37] Индексы m и n обозначают число максимумов поля вдоль осей x и y соответственно Таким образом, мода низшего порядка имеет индексы $m = 1$ и $n = 1$ В большинстве случаев E^x_{mn}-моды можно рассматривать как квази-ТЕ-моды, а E^y_{mn}-моды - как квази-ТМ-моды

Приближенные решения для канальных волноводов можно получить, используя метод эффективного показателя преломления [6 38], приближенный метод, предложенный Маркатили для анализа прямоугольных волноводов [6 37], который используется в случае погруженных или внедренных волноводов, или его же метод «плоскосвязанных» волноводов, который дает хорошие результаты в случае гребневых волноводов [6 39] (последний метод во многих отношениях сходен с методом эф-

фективиого показателя преломления) Можио также использовать эффективные компьютерные методы расчета, такие, как вариационный метод [6 40], метод сшивания мод [6 41] или метод распространяющихся пучков [6 42] Метод эффективного показателя преломления — самый простой, и его результаты представляются в удобном виде, сходном с решениями для плоских волноводов Однако по сравнению с численными расчетамн этот метод дает, по видимому, наименее точные результаты, которые справедливы в меиее широком диапазоне параметров волиовода

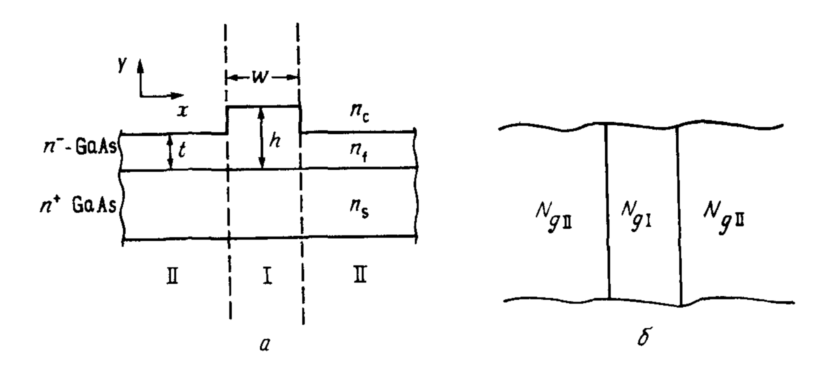


Рис. 6.11. Примеиение метода эффективного показателя преломления для анализа гребневого волновода

Для того чтобы разобраться в проблеме канальных волноводов, воспользуемся методом эффективного показателя преломления применительно к полупроводниковому гребневому волноводу Используя этот метод, рассмотренный в гл 2, поперечное сечение гребневого волновода делят на области I и II, как показано на рис 6 11, *а*, и предполагают, что каждая из этих областей является плоским волноводом бесконечной протяженности в направлении оси *x* Точнее говоря, область I рассматривается как трехслойный плоский волновод, состоящий из n^+-подложки, эпитаксиального n^--слоя толщиной *h* и воздушного слоя ($n_c = 1$), а область II рассматривается как такой же трехслойный волновод, только толщиной *t* Эффективные волноводные показатели преломления N_{gI} и N_{gII} находят, вычисляя постоянную распространения или фазовую скорость $\beta_{I,II} = 2\pi N_{gI,II}/\lambda_0$ каждой моды в двух областях с помощью обычного дисперсионного уравнения для асимметричного трехслойного плоского волновода (разд 6 1 2) Если обе области, представленные плоскими волноводами, являются одномодовыми, то каж-

дая из них имеет единственный эффективный показатель преломления и в гребневом волноводе будут распространяться только те моды, у которых в направлении y один максимум, т е $n = 1$ в обозначении типа волны E^{xy}_{mn} Если в областях, представленных плоскими волноводами, может существовать более одной моды, то задача усложняется и, чтобы выяснить, будут ли в гребневом волноводе моды более высоких порядков в направлении y, необходимо вычислить эффективные показатели преломления всех мод плоских волноводов Более подробно мы обсудим этот вопрос ниже Далее для анализа гребневого волновода применяется модель симметричного плоского волновода, однородного в направлении оси y, с показателем преломления N_{gI} в волноводной области (рис 6 11,б) Вторая часть анализа дает общую постоянную распространения β (общий эффективный показатель преломления N) и поперечные постоянные распределения вдоль оси x Если в области гребня, рассматриваемой как плоский волновод (область I на рис 6 11,а), может существовать более одной моды, то при решении задачи для плоского волновода (рис 6 11,б) должны быть рассмотрены все комбинации N_{gI} и N_{gII}, такие, при которых N_{gI} больше N_{gII} моды низшего порядка Даже в случае, когда плоский волновод в области гребня (область I) будет направлять более одной моды, весь гребневый волновод может все-таки быть одномодовым, если полный эффективный показатель преломления высшей моды гребневого волновода (учитывая изменения поля как по направлению x, так и по направлению y) меньше значения N_{gII} моды низшего порядка бокового плоского волновода В этом случае высшие моды будут излучаться в боковые плоские волноводы

Маркатили [6 39] выполнил анализ методом, аналогичным кратко рассмотренному здесь методу эффективного показателя преломления и показал, что число мод, которые могут распространяться в гребневом волноводе, зависит от соотношения между величинами T/H и T/W, где T, H и W — эффективные размеры волновода, которые получают, прибавляя к реальным размерам t, h и w расстояния, на которых поле убывает в e раз в соответствующих прилегающих областях Эти расстояния являются по существу величинами, обратными постоянным затухания в рассматриваемых областях На рис 6 12 представлены полученные Маркатили кривые отсечки моды второго порядка в направлениях x и y, а также показана область одномодового режима В своем рассмотрении Маркатили сделал предположение о том, что плоский волновод в области II на рис 6 11,а одномодовый, поскольку для мод гребневого волновода, которые в этих областях имеют больше чем один максимум, эффективный показатель преломления, как правило, меньше, чем для низ-

шей моды плоского волновода Для толстых слоев это предположение не обязательно справедливо [6 43] Следует также заметить, что в действительности отсечка мод высших порядков происходит не сразу и в волноводах большого поперечного сечения моды высших порядков могут вести себя подобно вытекающим модам, если такие моды возбуждены, то для их существенного ослабления может потребоваться большая длина волновода Поэтому для практических целей плоские волноводы в обеих областях (рис 6 11,*а*) делают одномодовыми, чтобы обеспечивался единственный максимум в направлении *y* Дагли и Фонстад [6 43—6 45] для анализа гребневых волноводов применили метод сшивания мод и сравнили свое решение с результатами, полученными методом эффективного показателя преломления и с исследованием Маркатили [6 39] Их результаты по отсечке также представлены на рис 6 12 для нескольких значений нормированной высоты гребня h', причем $h' = (2\pi/\lambda)h(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$, т е они зависят от действительных размеров волновода, а не от их отношений

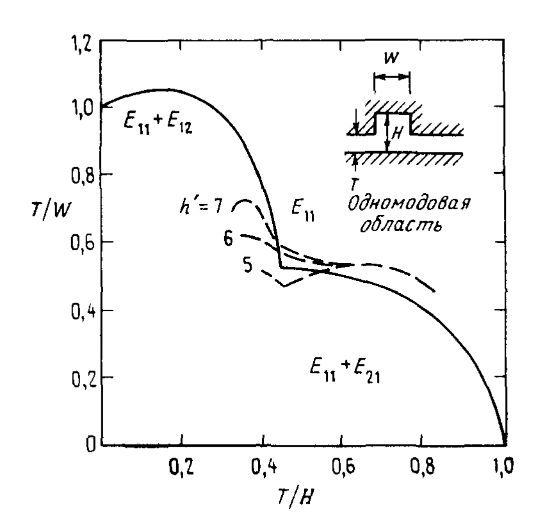


Рис. 6.12. Зависимость границы отсечки высших мод от нормированных размеров волновода Сплошная кривая—расчет Маркатили методом плоскосвязанных волноводов [6 39], штриховые кривые—результаты Дагли и Фонстада, полученные методом сшивания мод [6 45]

Метод эффективного показателя преломления дает наиболее точные результаты в случаях, когда как в области гребня, так и в боковых областях (рис 6 11,*а*) может существовать лишь одна мода и глубина травления невелика С помощью вариационного метода Остин [6 46—

6 48] показал, что по мере увеличения глубины травления метод эффективного показателя преломления становится менее точным и он полностью перестает работать, когда толщина плоской области (область II на рис 6 11, *а*) становится настолько малой, что в ней наступает режим отсечки Вообще говоря, метод эффективного показателя преломления дает весьма завышенное значение постоянной распространения По мере травления гребневого волновода боковое ограничение увеличивается, и в общем случае в нем может существовать большее число мод Однако, если разность показателей преломления подложки и волноводного слоя не слишком велика, эффективный показатель преломления моды высшего порядка может быть меньше показателя преломления подложки, и поэтому свет будет в нее излучаться Таким образом, при увеличении глубины травления гребневый волновод из одномодового может стать многомодовым, а затем опять одномодовым Это поведение было предсказано также как методом распространяющихся пучков [6 49], так и методом сшивания мод [6 45] Оба метода показывают, что для подавления высших мод необходим тщательный контроль наклона боковых стенок гребня и ширины его основания Сильное боковое ограничение мод, возможное при глубоком травлении, должно облегчить получение изгибов и Y-разветвлений Однако для одномодовых волноводов с глубоким травлением трудно обеспечить высокую воспроизводимость изготовления, поскольку они крайне чувствительны к разности показателей преломления волноводного слоя и подложки, а также к профилю и ширине основания гребня Кроме того, потери на рассеяние, обусловленное неровностями краев, могут стать серьезной проблемой в случае гребневых волноводов с глубоким травлением

Метод эффективного показателя преломления или аналогичные методы такие, как метод Маркатили для прямоугольных волноводов [6 37], можно также использовать с целью получения приближенных решений для других типов канальных волноводов, например, для внедренных или погруженных волноводов на основе гетеропереходов Метод эффективного показателя преломления значительно более точен, когда размер волновода в одном из поперечных направлений существенно больше размера в другом поперечном направлении

6 1 4 Эффекты связи

Ожидается, что в интегральных схемах на полупроводниковых оптических волноводах найдут применение несколько различных видов пассивной связи [6 50, 6 51] К ним относятся связь одного волновода

с другим; связь волны, распространяющейся вперед, с волной, бегущей назад, и связь одной моды с другой, например связь между TE- и TM-модами [6.52]. Все виды связи по своей природе зависят от длины волны и в определенных случаях устройство связи можно сделать эффективно работающим только в узком диапазоне вблизи выбранной длины волны

Чтобы получить эффективную передачу мощности в любом из случаев связи, необходимо иметь синхронизм между входной и выходной волнами. Для осуществления связи в волноводах или между ними это означает, что моды и (или) волноводы должны иметь одинаковые постоянные распространения.

а) Связь между волноводами. Связь между волноводами можно анализировать, либо получая решение для реальных нормальных мод связанной системы с последующим согласованием мод на входе и выходе с внешней системой, либо применяя теорию связанных волн. Подробно этот вопрос рассматривался в гл 3

Моды системы связанных волноводов могут быть найдены способом, аналогичным тому, который использовался для одного волновода, а именно сшиванием полей на границах В случае когда связанная система состоит из плоских волноводов, она поддается непосредственному анализу, однако с увеличением числа волноводов возникают трудности алгебраического характера Что касается связанной волноводной системы, оптически ограниченной по двум измерениям, то, как и в случае отдельных канальных волноводов, точное аналитическое решение невозможно Тем не менее во многих случаях можно использовать приближенные аналитические решения, аналогичные тем, которые были рассмотрены для одиночных канальных волноводов.

Если отдельные волноводы связанной системы одномодовые, то число мод, как правило, равно числу волноводов в системе. Как и во всех связанных системах, постоянные распространения мод отличаются от постоянных распространения изолированных волноводов, которые составляют систему.

Рассмотрим моды двухволноводного ответвителя, состоящего из идентичных волноводов Как показано на рис.6.13,*а*, у симметричной моды *A* постоянная распространения β_A больше, а у антисимметричной моды *B* постоянная распространения β_B меньше, чем у одиночного волновода. Если при $z = 0$ моды *A* и *B* в фазе, как показано на рисунке, то поля этих мод складываются в левом волноводе и вычитаются в правом, т.е. свет будет находиться главным образом в волноводе слева

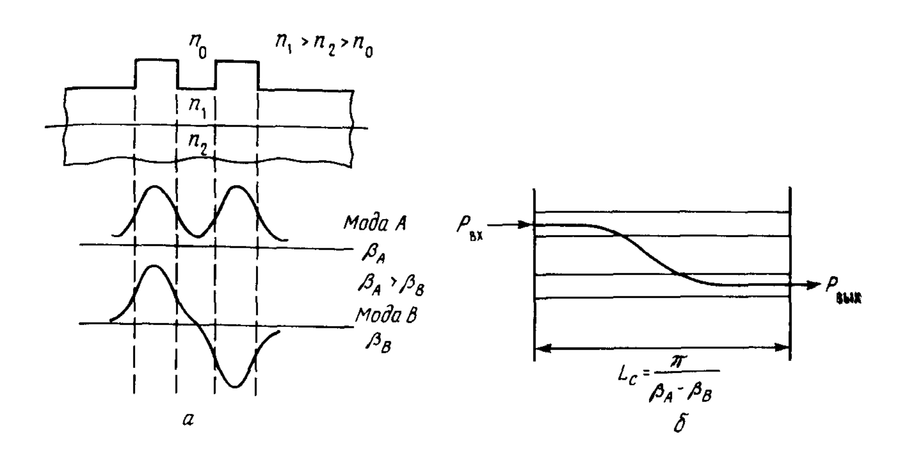


Рис. 6.13. *а* — моды двухволноводного ответвителя; *б* — передача мощности из одного волновода в другой на длине связи L_c

Поскольку фазовые скорости двух мод различаются, на расстоянии вдоль волновода $Z = L_C$, где L_C — длина связи, определяемая выражением

$$L_C = \frac{\pi}{(\beta_A - \beta_B)}, \tag{6.1.5}$$

моды окажутся в противофазе и будут вычитаться в волноводе слева и складываться в волноводе справа, т.е. свет по существу перейдет из левого волиовода в правый волновод (рис.6 13,*б*). В ответвителе, состоящем из двух идентичных волноводов, суммы мод при $Z = 0$ и $Z = L_C$ всегда являются зеркальными отражениями друг друга относительно средней точки между волноводами.

В действительности передача мощности из одного волновода в другой, как и устройство самого ответвителя, зависят от входной и выходной оптических структур, поскольку какая-то часть мощности всегда теряется на переходах Если волноводы слабо связаны, то моды *А* и *В* представляют собой приближенно линейные комбинации мод отдельных волноводов, и если входная и выходная структуры являются отдельными изолированными волноводами, идентичными связанным волноводам, то на входном и выходном переходах теряется лишь малая часть мощности. В случае ответвителя, состоящего из двух идентичных волноводов, можно говорить о «полной» передаче мощности из одного волновода в другой.

Если волноводы неидентичны, то две моды связанной системы не будут, вообще говоря, компенсировать друг друга во входном волноводе при $Z = L_C$ и «полной» передачи мощности не произойдет Только в особом случае, когда неидентичные волноводы, составляющие ответвитель и взятые отдельно, имеют одинаковые постоянные распространения, достигается хорошая передача мощности Это приводит иас к понятию «снихронизма», которое легче выявить, если для решения задачи применить теорию связанных волн

Теорня связанных волн [6 53]—это по существу метод возмущений, который можно использовать при решении задач со слабо связанными волноводами Одно из принятых допущений состоит в том, что моды системы можно описать линейными комбинациями невозмущенных мод отдельных волноводов, из которых состоит система Как показано в разд 2 6 3, поля волноводов 1 и 2 можно записать соответствеино в виде

$$E_1 = A(z)\xi_1(x,y), \qquad (6\ 1\ 6а)$$

$$E_2 = B(z)\xi_2(x,y), \qquad (6\ 1\ 6б)$$

где ξ_1 и ξ_2—нормированные поперечные распределения полей, а

$$A(z) = \left[A_1 e^{-j\beta_A z} + A_2 e^{-j\beta_B z}\right], \qquad (6\ 1\ 7а)$$

$$B(z) = \left[B_1 e^{-j\beta_A z} + B_2 e^{-j\beta_B z}\right], \qquad (6\ 1\ 7б)$$

здесь мы опустили множитель exp $(j\omega t)$ и учли, что величины β_A и β_B даются выражениями

$$\beta_{A,B} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \pm \sqrt{\Delta^2 + K^2}, \qquad (6\ 1\ 8)$$

где $\Delta = (\beta_1 - \beta_2)/2$ Здесь β_1 и β_2—постоянные распространеиия отдельно взятых волноводов 1 и 2 соответственно, а K—коэффнциент связи Для β_A выбирают знак плюс, а для β_B—минус Из уравнения связаиных волн имеем $B_1 = (\beta_A - \beta_1)A_1/K$ и $B_2 = (\beta_B - \beta_1)A_2/K$ Величины A_1 и A_2 находим сшиванием из граннчных условнй иа входе

Если вся мощность вводится в волновод 1 при $Z = 0$, то зависимость мощности в каждом из волноводов от расстояния Z дается выражениями

$$P_1 = P_T - P_2, \tag{6 1 9а}$$

$$P_2 = P_T\left[\frac{K^2}{\Delta^2 + K^2} \sin^2\sqrt{\Delta^2 + K^2}Z\right], \tag{6 1 9б}$$

где P_T—полная мощность Полная передача мощности может быть только в том случае, когда в волноводах имеет место синхронизм, т е $\Delta = (\beta_1 - \beta_2)/2 = 0$ При $\Delta = 0$ передача мощности происходит на расстоянии

$$Z = L = \frac{\pi}{2K} = \frac{\pi}{(\beta_A - \beta_B)}, \tag{6 1 10}$$

которое совпадает с (6 1 5)

Если волноводы не являются слабо связанными, то теория связанных волн в первом порядке не описывает правильно двухволиоводиый ответвитель Постоянные распространения фактически существующих мод сдвинуты по отношению к приведенным выше, и полной передачи мощности обычно не достигается Более точные значеиия постоянных распространеиия и соответственно большую передачу мощиости можио получить, если применить более точный формализм связанных волн [6 54—6 55]

Для ответвителя, состоящего более чем из двух волноводов, ситуация оказывается сложнее [6 56] Если связью охвачено больше двух мод, то невозможно достичь сильных биений между ними (т е перекачки мощности) до тех пор, пока постоянные распространения мод не будут связаны друг с другом простым соотношением, а именно разности между постоянннчми распространения должны быть одинаковыми Например, у трехволноводного ответвителя существуют три моды, показаниые на рис 6 14 Чтобы мощность из одного внешнего волновода передавалась в другой внешний волновод с высокой эффективностью, разности между постоянными распространения должны быть такими, чтобы выполнялось условие

$$\beta_A - \beta_C = \beta_C - \beta_B = \frac{\beta_A - \beta_B}{2},$$

т е величина $2\beta_C - \beta_A - \beta_B$ должна быть равиа нулю. **Для трехволно-**

водного ответвителя на идентичных волноводах это возможно только в случае очень слабой связи [6 57] Если показатель преломления или ширина центрального волновода увеличена на несколько процентов по сравнению с внешними волноводами, то величину $2\beta_C - \beta_A - \beta_B$ можно сделать близкой к нулю [6 58] Из сказанного видно, что если в мно-

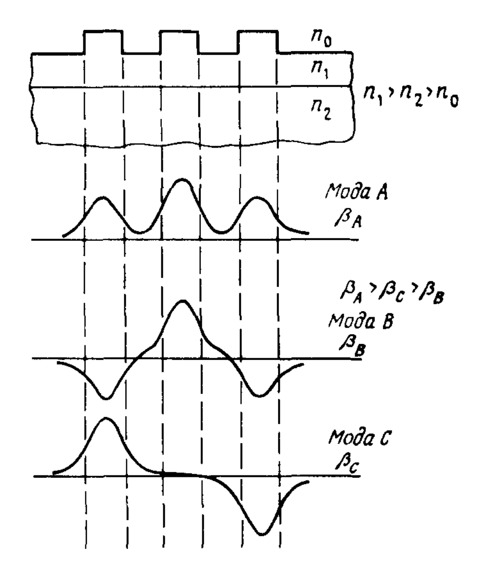


Рис.6 14. Моды трехволноводного ответвителя

говолноводном ответвителе в передаче мощности участвуют больше двух мод, то для получения большого коэффициента передачи необходимо с высокой точностью выдержать ширину и (или) показатели преломления волноводов Поскольку изменения малы, в таких ответвителях, вероятно, потребуется подстройка с помощью электрооптического эффекта

Если анализ трехволноводного ответвителя проводится на основе теории связанных волн первого порядка, то решения для величин β таковы, что $2\beta_C - \beta_A - \beta_B = 0$ Лучшее приближение постоянных распространения β может дать более строгий формализм связанных волн, учитывающий члены высшего порядка [6 54 —6 55], такие, как кросс-мощность и слагаемые, описывающие расстройку, обусловленную влиянием других волноводов Однако учет членов высшего порядка значительно усложняет решение уравнений связанных мод

Возможна также связь между суживающимися волноводами В работе

[6 59] мощность передавалась из волновода на основе AlGaAs с высоким показателем преломления путем уменьшения толщины первого до тех пор, пока она не достигала толщины отсечки Сужение волноводов или уменьшение расстояния между волноводами должно быть постепенным, чтобы свести к минимуму потери на излучение

б) Связь между модами за счет возмущения волноводов. Возмущения показателя преломления или размеров волновода могут приводить к связи между его нормальными модами, включая моды излучения Этот вид связи часто представляет собой нежелательный побочный эффект, вызываемый неизбежными допусками и шероховатостями, присущими любому способу изготовления волноводов В то же время специально вносимые периодические возмущения часто используют для создания связи одной волноводной моды с другой Например, периодические решетки применяют в лазерах с распределенной обратной связью (РОС) и в лазерах с распределенными брэгговскими отражателями (РБО) для связи прямой и обратной бегущих волн одной и той же моды, а также в селективных фильтрах (разд 6 3 5) Волновод с периодической решеткой можно анализировать на основе теории связанных мод или различными методами, использующими собственные моды В случае когда применяется теория связанных мод, коэффициент связи между прямой и обратной бегущими модами вычисляют через возмущение эффективного показателя преломления [6 60] Получаемые в результате уравнения связанных мод аналогичны тем, которые используют для определения связи между волноводами Как показано на рис 6 15, в возмущенной области бегущая в прямом направлении волна экспоненциально затухает с расстоянием, причем ее мощность передается волне, бегущей в обратном направлении Длина возмущенной области определяет, какая часть света через нее проходит, а какая отражается обратно

Решетку с вертикальными боковыми стенками можно рассматривать как последовательность чередующихся отрезков волноводов шириной a и b с незначительно отличающимися профилями мод, с различными фазовыми скоростями и постоянными распространения β_1 и β_2 соответственно Отражение имеет место на каждой границе, и, если отдельные отражения складываются в фазе, может образоваться большая бегущая обратная волна Такое сложение отраженных волн происходит, если

$$\beta_1 a = \beta_2 b = (2m - 1)\,\frac{\pi}{2}, \qquad (6\ 1\ 11)$$

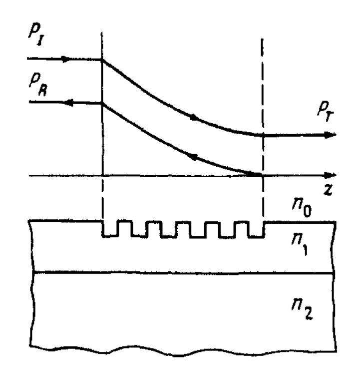


Рис.6.15. Эффект периодического возмущения оптического волновода P_I, P_T и P_R — мощности соответственно падающей, прошедшей и отраженной волн

где m = 1,2,3, При слабом возмущении период решетки связан со средним значением постоянной распространения $\beta_0 = (\beta_1 + \beta_2)/2$ и дается выражением

$$\Omega = a + b = \frac{m\pi}{\beta_0} = \frac{m\lambda}{2n} \, . \qquad (6\ 1\ 12)$$

В РОС- и РБО-лазерах на основе AlGaAs/GaAs обычно используют решетки с периодами, кратными π/β_0 поскольку основной период в полупроводниках $A^{III}B^{V}$ для λ = 0,8 мкм равен примерно 1200 Å

в) Связь ТЕ- и ТМ-мод. Если показатель преломления волновода является анизотропным, то между ТЕ- и ТМ-модами возникает связь всякий раз, когда две главные оси эллипсоида показателя преломления не лежат в плоскости волновода Показатель преломления полупроводников $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{VI}$ является номинально изотропным, но его можно сделать анизотропным, прикладывая электрическое поле, или создавая деформации Влияние деформации мы уже рассмотрели, а электрооптические эффекты обсудим в разд 6 4

6.1.5. Оптические потери

Потери в полупроводниковых волноводах связаны главным образом либо с рассеянием в моды излучения, либо с поглощением Кроме того, потери на излучение могут возникать на переходах и изогнутых участках К потерям на рассеяние могут приводить шероховатости границ волновода Это может быть одной из причин, почему волноводы, выращенные с помощью жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), обычно обладают большими потерями, чем волноводы, выращенные газофазными методами Потери на рассеяние, как правило, больше на границах, где показатель преломления сильно меняется В полупроводниковых гребневых волноводах с глубоким травлением потери на рассеяние проявляются особенно сильно из-за большой разности показателей преломления на границе раздела полупроводник—воздух Поэтому важно, чтобы в таких структурах боковые стенки были гладкими Заданный профиль боковых стенок таких волноводов может быть достигнут с помощью метода травления ионными пучками, однако при этом, как правило, в точности воспроизводятся шероховатости краев маски, через которую происходит травление При химическом травлении неровности боковых стенок обычно сглаживаются, однако профиль стенок зависит, как правило, от кристаллографических направлений Рассеяние может быть вызвано также неоднородностями вроде осадков, металлических включений и других дефектов в полупроводниковых слоях

В различных полупроводниковых слоях, из которых состоит волновод, могут иметь место разные типы поглощения Важным механизмом потерь в n^+ и p^+ материалах является поглощение свободными носителями [6 1] Оно может ограничивать минимальную величину потерь в волноводах на n^-/n^+ гомопереходах Присутствие свободных носителей не только уменьшает вещественную часть диэлектрической проницаемости, но и увеличивает поглощение в полупроводнике Коэффициент поглощения α свободными носителями можно вычислить вместе с изменением вещественной части диэлектрической проницаемости, и мы имеем следующее приближенное выражение

$$\alpha = \frac{g e^3 \lambda_0^2 N_c}{4\pi^2 m^{*2} \mu c^3 n \varepsilon_0}, \qquad (6\ 1\ 13)$$

где μ — подвижность и g — фактор, зависящий от того, каким образом время релаксации носителей связано с их энергией для акустического решеточного рассеяния его значение обычно немного превышает единицу, а для рассеяния ионизованными примесями величина g близка к

трем Другие параметры были определены ранее Поглощение свободными носителями пропорционально концентрации N_c свободных носителей, квадрату длины волны в вакууме и обратно пропорционально их подвижности Зависимость α от λ_0^2 оказывается только приближенно справедливой, вероятно потому, что g фактор меняется с длиной волны Потери на длине волны 1,3 мкм в n^+ GaAs ($n \sim (1-2)\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$) обычно больше 10—20 см$^{-1}$ (43—86 дБ/см) Ожидается, что минимальные потери в одномодовом плоском волноводе на основе гомоперехода, вызванные поглощением в n^+ подложке (10^{18} см ^{3}), будут иметь величину порядка 0,6 см$^{-1}$ (2,5 дБ/см)

Возможно также межзонное поглощение свободными носителями, т е поглощение, обусловленное переходом электронов между прямым (Г) минимумом и вышерасположенной зоной проводимости, оно наблюдалось в n^+ InP В p^+ материале за счет переходов легких и тяжелых дырок между валентными подзонами может возникать дополнительное поглощение, обусловленное влиянием концентрации носителей

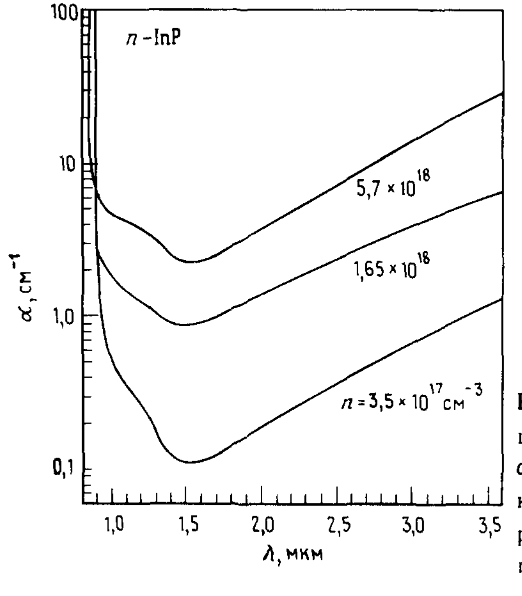


Рис. 6.16. Зависимость коэффициента оптического поглощения α от длины волны λ для нескольких образцов InP n типа с различными концентрациями примеси [6 61]

Благодаря существованию глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне может возникать примесное поглощение На рис 6 16 представлена зависимость коэффициента поглощения в InP n типа от длины волны для нескольких различных значений концентрации примеси

[6 61] Когда длина волны приближается к ширине запрещенной зоны, поглощение резко возрастает из-за наличия «хвоста» края собственного поглощения, экситонного поглощения, акцептор донорного поглощения и т д Для энергий, превышающих ширину запрещенной зоны, с возрастанием концентрации носителей наблюдается уменьшение коэффициента поглощения, что объясняется сдвигом Бурштейна, связанным с заполнением зоны проводимости Электрические поля оказывают влияние на край поглощения благодаря эффекту Франца—Келдыша или, иными словами, благодаря эффекту электропоглощения (разд 6 4) Ниже края зоны поглощения величина α уменьшается до минимума, а затем возрастает из-за поглощения свободными носителями Значение этого минимума будет зависеть от протяженности хвоста края поглощения, межзонного поглощения свободными носителями, глубоких уровней и т д В случае InP локальный минимум ниже края оптического поглощения обусловлен поглощением электронами, которые возбуждаются из Г минимума в L минимум Для того чтобы потери были небольшими, волноводы следует изготавливать из материала с низкой концентрацией носителей и они должны работать ниже края поглощения Обычно в материалах, у которых ширина запрещенной зоны близка к 1 мкм, минимум потерь достигается примерно за 0,5 мкм до края поглощения Тем не менее работа вблизи края поглощения может потребоваться в тех устройствах, которые используют электропоглощение или нелинейности на краю зоны

В волноводах, содержащих квантовые ямы или сверхрешетки может проявляться дополнительное поглощение, обусловленное квантованными уровнями валентной зоны и зоны проводимости В этих структурах также присутствует зависящее от величины электрического поля легко насыщаемое экситонное поглощение, которое можно использовать для некоторых нелинейных оптических эффектов

Полезным является оценка потерь на поглощение α в волноводах с помощью выражения

$$\alpha = \sum_{i=1}^{3} \alpha_i P_i / P_T \qquad (6\ 1\ 14)$$

Здесь α_i и P_i—соответственно коэффициент поглощения и мощность, переносимая в каждом из слоев волновода (т е в несущем слое, покрытии), и P_T—полная мощность волноводной моды Нетрудно, например, видеть, что при сравнимых несущих слоях с малыми потерями общие потери в волноводах на гетеропереходе могут быть принципиально ниже, чем в волноводах на гомопереходе, так как более широкозонное покрытие гетероперехода будет обладать меньшим поглощением, чем

сильно легированная подложка гомоперехода

Потери в полупроводннковых канальных волноводах часто определяют, измеряя пропускание нескольких различных длин одного и того же образца путем измерения мощности, излучаемой со сколотого торца волновода Величина пропускания откладывается в зависимости от длины, как показано на рис 6 17 для экспериментальных данных, полученных на нескольких GaInAsP/InP волноводах для длин волн 1,15 и 1 3 мкм, и потери вычисляют по наклону кривых Несмотря на то что данный метод дает обычно удовлетворительные результаты, когда потери не менее 0,5 см [1] (2 дБ/см), разное качество сколотых торцов, получаемых при укорачивании образца, и существование мод Фабри—Перо

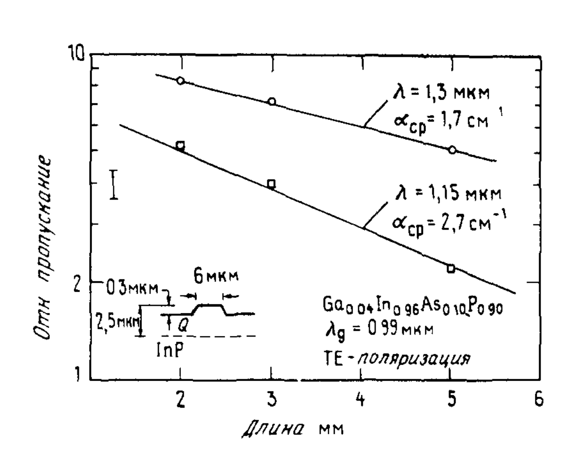


Рис.6 17. Зависимость величины относительного пропускания на длинах волн 1,15 и 1,3 мкм от длины образца для гребневых волноводов на гетеропереходе GaInAsP/InP Пропускание определялось методом измерення мощности, излучаемой со сколотого торца волновода Волноводные потери рассчитывались по наклону кривых [6 94]

между двумя торцами волновода делают затруднительными воспроизводимые измерения очень низких потерь В работе [6 62] сообщается о том, что небольшне изменения температуры образца можно использовать для изменения показателя преломления и длины волноводов, а следовательно, эффективной длины резонатора Фабри—Перо Измеряя максимумы и минимумы пропускания потери можно определить без скалывания образца Тот же эффект можно получить при перестройке длины волны лазера, с помощью которого проводят измерения

Потери можно также определить, измеряя в зависимости от расстояиия интенсивность света, рассеиваемого с наружной поверхности из-за наличия в волноводе дефектов Этот способ обычно применяют, когда потери велики Для измерення потерь в волноводах на осиове

GaAS/AlGaAs применяется также комбинационное рассеяние [6 63]

6 1.6. Потери на изгибах

Возможности изменять направление света на поверхности волноводной схемы ограничены преобразованием волноводной моды в моды излучения (предполагается одномодовый режим работы) Благодаря оптическому ограничению, в соответствии с которым оптические поля затухают вне волновода, изгибы создают эффект, состоящий в том, что оптические пути (или скорости) затухающих полей вдоль внутренней и внешней сторон волновода оказываются разными Это приводит к преобразованию волноводной моды в моды излучения Данная задача решалась аналитически с помощью теории связанных волн [6 64, 6 65] На качественном уровне результаты показывают, что потери на изгибе уменьшаются при увеличении разности Δn показателей преломления волновода и окружающей среды, увеличении ширины волновода и при больших отношениях высоты к ширине волновода

Выражение для коэффициента потерь α_R в децибелах на радиан можно приближенно записать через волноводные параметры следующим образом [6 64]

$$\alpha_R = \frac{8{,}868 \times 2b(1-b)\Delta n R}{w\sqrt{2n\Delta n b} + \lambda} \times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{8\pi\Delta n}{3\lambda}\sqrt{\frac{\Delta n}{n}}\, R\left[1-(1 \quad b)\left[1+\frac{wn}{4\Delta n(1-b)R}\right]^2\right]^{3/2}\right\}, \qquad (6\ 1\ 15)$$

здесь Δn — разность показателей преломления между волноводом и окружающей средой, w — ширина волновода, R — радиус изгиба волновода, n — показатель преломления окружающей среды и b — нормированный параметр, отражающий различие между волноводной модой и модами излучения ($n_{эфф} = n + b\Delta n$)

Для волноводов на основе GaAs проводилась оценка чувствительности потерь на изгибе к изменению значений Δn и w [6 66] На рис 6 18 приведен пример кривых, рассчитанных по выражению (6 1 15) для одномодовых волноводов из GaAs при $\lambda = 1{,}3$ мкм Для малых радиусов изгиба ($R = 1$ мм на рис 6 18) потери будут небольшими, только если разность Δn достаточно велика, а ширина волновода w достаточно мала, чтобы обеспечивался одномодовый режим работы Поэтому, чтобы в волноводе с радиусом закругления 1 мм потерн не превышали 0,5 дБ/рад, Δn должно быть больше, чем примерно 0,022 Ширина волновода, при которой возможен одномодовый режим при длине волны 1,3 мкм, равна 1,5 мкм (для гребневого волновода эти условия могут быть

обеспечены при различных значениях высоты гребня и параметров состава материала) Заметим, что при увеличении ширины волновода до 2 мкм диапазон значений Δn, при которых возможен одномодовый режим, меньше 0,0155, а потери при этом становятся больше 3 дБ/рад Для более широких одномодовых волноводов (шириной в несколько микрометров) Δn становится еще меньше и изгиб радиусом 1 мм приводит к очень большим потерям Например, если ширина волновода 3 мкм и $\Delta n > 0,005$, то, чтобы потери не превышали 0,5 дБ/рад, радиус закругления должен быть равен 10 мм Для получения низких потерь на изгибе одномодовых волноводов большей ширины необходимы большие радиусы кривизны

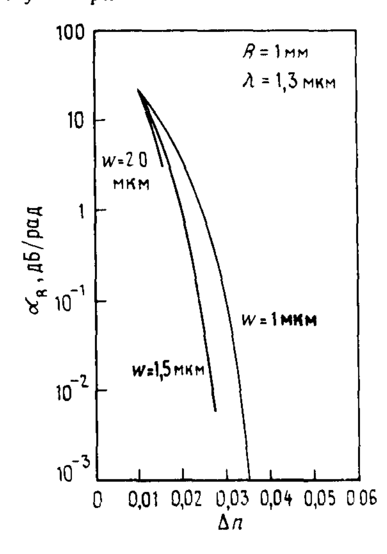


Рис. 6.18. Расчетные кривые коэффициента потерь α_R на изгибе одномодового волновода из GaAs [6 66] Δn — разность показателей преломления волновода и окружающей среды, w — ширина волновода

С целью подчеркнуть чувствительность величины потерь на изгибе к изменению Δn на рис 6 19 приведены зависимости от Δn радиусов изгиба R, при которых потери составляют 0,3 и 1 дБ/рад для волновода из GaAs шириной 2 мкм на длине волны 1,3 мкм в диапазоне изменения Δn до 0,1 Естественно, такой диапазон перекрывал бы как одномодовый, так и многомодовый режим волновода Если это обстоятельство не учитывать, то можно видеть, что для ограничения потерь величиной 0,3 дБ/рад при радиусе изгиба 1 мм необходимо, чтобы разность показателей преломления Δn была равна примерно 0,019 Аналогично, если радиус изгиба уменьшается до 300 мкм, Δn должно быть около 0,039 В работе [6 47] показано что при радиусе изгиба 300 мкм экспериментально полученное значение коэффициента потерь сос-

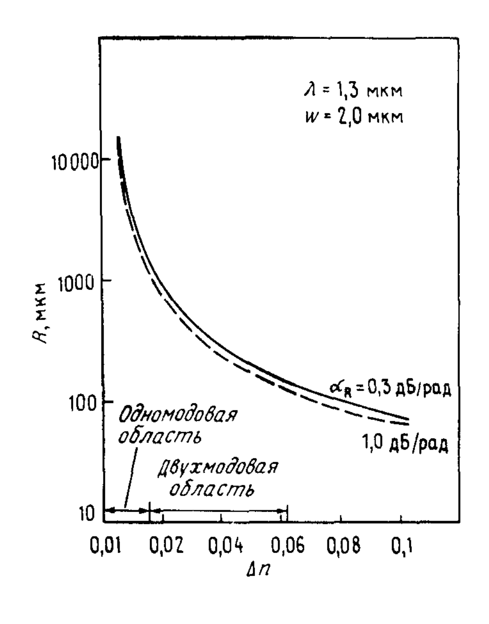


Рис. 6.19. Расчетные зависимости радиуса изгиба R от Δn в волноводе из GaAs для двух значений коэффициента потерь α_R [6 66]

тавляет 0,6 дБ/рад Исследованный при этом гребневый волновод из $GaAs/Ga_{0\ 88}Al_{0,12}As$ имел ширину 2 мкм, толщину 1 мкм и глубину травления гребня 0,9 мкм Из полученных в этой работе результатов можно сделать вывод, что в таком волноводе с 12% ным содержанием Al в нижнем покровном слое $\Delta n \approx 0,04$, что, по видимому, согласуется с кривыми на рис 6 19 Определить модовые характеристики подобных волноводов затруднительно, поскольку их поперечные размеры малы и соответствующие параметры очень близки к границе одномодового и двухмодового режимов

Приведенные выше расчеты показывают, что для реализации полупроводниковых волноводов с минимальными практически достижимыми радиусами изгибов желательно использовать гребневые волноводы малого поперечного сечения Такие волноводы, как показано в разд 6 5, имеют также преимущества при использовании в модуляторах с низким управляющим напряжением Однако во многих случаях данные преимущества конструкции достигаются ценой увеличения потерь при распространении и потерь на стыковку с оптическим волокном В узких волноводах при заданной шероховатости краев (например, 500 Å), возни-

кающей в процессе изготовления, связанные с ней потери возрастают с уменьшением размеров волновода Что касается потерь на стыковку с оптическими волокнами, то в рассмотренном выше случае диапазона 1,3 мкм при использовании стандартного одномодового волокна (модовый диаметр ~7 мкм) волновод шириной 2 мкм может иметь значительно большие (~6 дБ) потери на стыковку, чем волновод, размеры которого согласованы с волоконной модой Названные недостатки можно уменьшить Например, для сглаживания шероховатостей боковых стенок можно применять комбинированное (влажное или сухое) травление Для стыковки с волноводами малого поперечного сечения могут быть использованы суживающиеся и (или) фокусирующие волокна Кроме того, можно ввести асимметрию показателя преломления покровного слоя с обеих сторон волновода, так что длины оптических путей, пробегаемых внутренним и внешним хвостами затухающего поля, окажутся одинаковыми Другие возможности достижения того же эффекта включают пространственное изменение показателя преломления волновода Этот способ был недавно использован для создания пространственной модуляции показателя преломления путем наложения пилообразного распределения Ti на собственную картину распределения показателя преломления в Ti диффузионном волноводе из $LiNbO_3$ [6 67] Проведенное рассмотрение показывает, что при любых практических применениях в системах приходится делать выбор между потерями на стыковку с оптическим волокном и резкостью изгибов (и, как показано в разд 6 5, эффективностью модуляции)

6.2. ВОПРОСЫ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

В разд 6 1 мы показали, что в полупроводниковых оптических волноводах разность показателей преломления создается за счет изменения концентрации свободных носителей и (или) состава материала Первые волноводы из GaAs были изготовлены путем селективной протонной бомбардировки n^+GaAs [6 68], понижающей концентрацию свободных носителей в облученной области, однако при этом возникают дополнительные оптические потери [6 69], которые лишь частично устраняются отжигом Поэтому в настоящее время полупроводниковые волноводы с низкими потерями изготавливают почти исключительно эпитаксиальными методами

Быстрое развитие эпитаксиальных методов на протяжении последних десяти лет привело не только к снижению оптических потерь (≤1 дБ/см) в полупроводниковых волноводах, но и позволило реально пред-

ставить и разработать интегральные оптические волноводы и компоненты, возможности которых ограничены в значительной мере только знаниями и воображением исследователя Различные методы эпитаксиальной технологии, такие, как жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ), газофазная эпитаксия (ГФЭ), химическое осаждение из газовой фазы с использованием разложения металлоорганических соединений (РМСХОГФ), называемое также газофазной эпитаксией из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС), и эпитаксия из молекулярных пучков (ЭМП), могут в настоящее время быть использованы для изготовления на базе гомопереходов, гетеропереходов, квантовых ям и сверхрешеток волноводов и компонентов пригодных для интегральной оптики, на основе полупроводниковых систем AlGaAs и GaInAsP Каждый из перечисленных методов эпитаксиального роста имеет по отношению к названным системам ряд как преимуществ, так и недостатков Данный раздел содержит краткое описание этих методов

6.2.1. Жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ)

Технология жидкофазной эпитаксии широко применяется для изготовления лазерных диодов на основе гетеропереходов как AlGaAs/GaAs, так и GaInAsP/InP Она была разработана в большой степени благодаря ее низкой стоимости и вследствие того, что в ГФЭ реакторах с горячими стенками невозможно управлять ростом слоев, содержащих Al Подробные обзоры по технологии ЖФЭ можно найти в работах [6 70, 6 71] Здесь же мы рассмотрим лишь главные особенности метода ЖФЭ, играющие важную роль при изготовлении волноводов

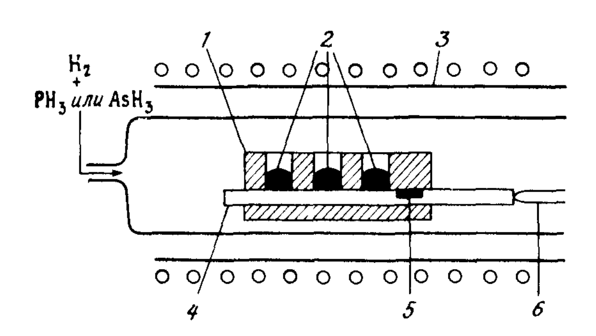


Рис. 6.20. Схематическое изображение ростовой системы жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) 1 — графитовая лодочка, 2 — расплавы, 3 — печь с прозрачными стенками, 4 — слайдер, 5 — подложка, 6 — толкатель для продвижения слайдера

Типичная ростовая система ЖФЭ иллюстрируется рис 6 20 Ростовая система состоит из ростовой лодочки, выполненной из графита высокой чистоты, и печи с прозрачными стенками, позволяющими наблюдать за расплавами до и во время процесса роста В ростовой лодочке имеются несколько колодцев с расплавами, состав которых соответствует выращиваемым эпитаксиальным слоям, и скользящий держатель подложки, так называемый слайдер, позволяющий последовательно проталкивать подложку под каждым расплавом Каждый расплав состоит из насыщенного раствора Ga, Al и As для роста AlGaAs или In, As и P для роста GaInAsP Другие соединения типа $A^{III}B^{V}$, такие, как GaAlAsSb и GaAlP, также успешно выращивались методом ЖФЭ с использованием расплавов соответствующего состава При необходимости к расплавам могут добавляться легирующие примеси *n*- и *p* гипа После того как подложка займет место под расплавом, температуру начинают, как правило, снижать со скоростью 0,1—0,5 °С/мин, что вызывает кристаллизацию раствора на границе подложка—расплав Прежде чем прийти в контакт с подложкой, расплав может быть переохлажден, в результате чего рост будет протекать при изотермических условиях Во многих случаях применяется как постепенное снижение температуры, так и управляемое переохлаждение

Состав эпитаксиального слоя зависит от состава расплава, температуры роста и в некоторой степени от ориентации подложки, поскольку существует зависимость коэффициента распределения компонентов от ориентации Для большей части составов, представляющих интерес, существуют подробные Ga Al As и Ga In As P фазовые диаграммы, с помощью которых можно выбрать расплавы, соответствующие требуемому составу эпитаксиального слоя При выращивании GaInAsP на подложках InP состав расплава должен быть аккуратно подобран таким образом, чтобы эпитаксиальный слой был согласован по решетке с InP Эта задача значительно проще в случае AlGaAs, поскольку рассматриваемая тройная система хорошо согласована во всем диапазоне изменения состава Поскольку коэффициент теплового расширения рассматриваемых материалов зависит от состава, при охлаждении образца до комнатной температуры происходит небольшое рассогласование решеток, даже если при температуре роста решетки были идеально согласованы Типичное значение температуры роста при выращивании GaAs и AlGaAs из обогащенного Ga раствора на GaAs составляет около 800 °С, а при выращивании InP и GaInAsP из раствора, обогащенного In, на InP находится в пределах 600—650 °С

Толщина эпитаксиального слоя зависит от глубины расплава над подложкой, скорости охлаждения, времени роста и степени переохлаждения, если оно применяется Для процесса роста, близкого к равновесному, при котором переохлаждение отсутствует, а скорость охлаждения невелика, толщина зависит в основном от полного перепада температуры за все время выращивания

Несмотря на то что выращивание двойных гетероструктур AlGaAs/GaAs/AlGaAs во всем диапазоне изменения концентрации Al не представляет принципиальной проблемы, необходимо приложить большие усилия для удаления из системы кислорода, поскольку скорость окисления Al велика Кроме того, при выращивании согласованных двойных гетероструктур InP/GaInAsP/InP существует серьезная проблема, если концентрация As в четверном слое слишком высока Слои GaInAsP, предназначенные для диапазона длин волн более 1,4 мкм, имеют тенденцию растворяться, когда их приводят в контакт с раствором In—P, так как для состояния равновесия между четверным слоем и раствором в последнем должна быть большая доля As При изготовлении длинноволновых лазерных диодов эту проблему во многих случаях решают путем выращивания промежуточного четверного слоя с низкой концентрацией As перед ростом верхнего слоя InP

Для того чтобы снизить фоновую концентрацию в эпитаксиальных слоях, обычно требуется длительный предварительный отжиг Ограничивающим фактором нередко является остаточная примесь Si, и в случаях, когда необходимо достичь минимально возможной фоновой концентрации носителей, приходится принимать меры против восстановления SiO_2, из которого выполнены стенки реактора, потоком H_2, которым продувается ростовая система Эта проблема в большей степени касается материалов на основе InP, нежели на основе GaAs, ввиду различной величины коэффициента сегрегации Si для двух названных материалов Более того, если не приняты меры против термического травления подложки до начала роста, то, как правило, требуется выращивание буферного слоя С использованием графитовой лодочки с несколькими колодцами были выращены чистые слои с подвижностью более 100 000 $см^2/(В \cdot с)$ при температуре 77 К и с концентрацией носителей порядка 10^{14} $см^{-3}$

Несмотря на то что метод ЖФЭ оказался крайне плодотворным при изготовлении лазерных диодов, ему присущи некоторые серьезные недостатки, ограничивающие его применимость в интегральной оптике Так, может оказаться сложным контроль толщины и однородности эпитаксиального слоя на поверхности подложки особенно при выращивании тол-

стых слоев, кроме того, морфология внешней поверхности обычно не удовлетворительна Эти недостатки имеют тенденцию усиливаться при увеличении размеров образца, и поэтому применение ЖФЭ обычно ограничено образцами небольшой площади Оптические потери в слоях, выращенных методом ЖФЭ, также выше, чем в слоях, полученных с помощью ГФЭ, ГФЭ МОС или ЭМП Причина этого может быть в шероховатости поверхностей. Поскольку диэлектрические пленки, такие, как SiO_2 или Si_3N_4, могут препятствовать зародышеобразованию, селективный рост можно осуществлять путем нанесения такой пленки с последующим открытием окон в тех областях, в которых должен происходить рост. Однако при очень небольших окнах процесс роста начинается с трудом, кроме того, контроль толщины при малых размерах окон также часто становится серьезной проблемой

6.2.2. Газофазная эпитаксия (ГФЭ)

Газофазный метод эпитаксиального выращивания с использованием хлоридного транспорта элемента III группы успешно применялся для получения чистых эпитаксиальных слоев GaAs и InP. Поскольку для хлоридного транспорта необходим реактор с горячими стенками, этот метод неприменим к составам, содержащим Al, и поэтому в данной системе ограничиваются выращиванием GaAs на GaAs Тем не менее метод ГФЭ позволяет выращивать соединения GaInAsP, согласованные с InP во всем диапазоне от InP до GaInAs

ГФЭ можно осуществить, используя либо «трихлоридный» метод, в котором $AsCl_3$ и (или) PCl_3 служат источником как элементов V группы, так и хлора, необходимого для транспорта элемента (элементов) III группы, либо «гидридный» метод с источниками AsH_3 и (или) PH_3 и HCl. В других отношениях эти методы весьма схожи Наименьшая концентрация фоновых примесей была достигнута при использовании трихлоридного процесса, и этот процесс обычно применяют для выращивания GaAs высокой чистоты

На рис.6 21 показан схематически типичный реактор трихлоридного процесса ГФЭ. Чистый H_2 проходит через жидкий $AsCl_3$, находящийся в ячейке с регулируемой температурой, вследствие чего в камеру реактора поступает заданная масса паров $AsCl_3$. Пары $AsCl_3$ проходят над источником Ga, где $AsCl_3$ разлагается, образуя пары мышьяка и хло

рида галлия Затем газообразная смесь мышьяка и хлорида галлия течет вниз в зону осаждения, в которой на подложке происходит эпитаксиальный рост Обычно до начала роста на поверхности жидкого Ga в

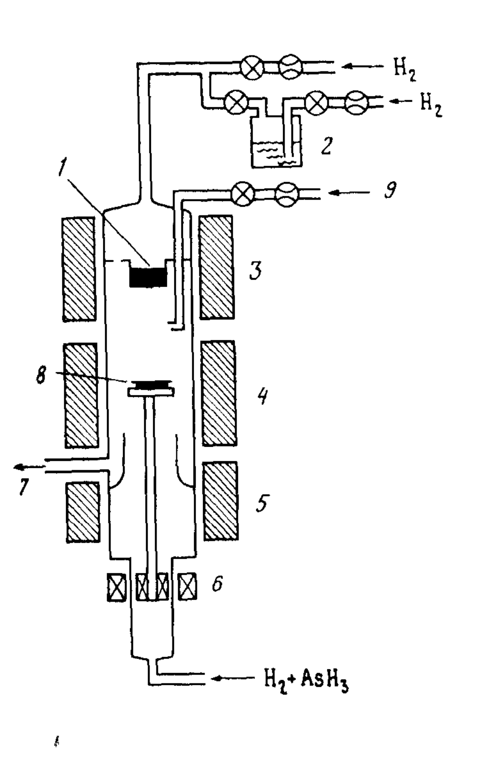


Рис.6.21. Схематическое изображение ростовой системы газофазной эпитаксии (ГФЭ) для выращивания GaAs трихлоридным методом *1* — лодочка с Ga или GaAs, *2* — ячейка с $AsCl_3$, *3* — зона источника; *4* — зона осаждения, *5* — зона предварительного нагрева, *6* — магнитный вращатель; *7* — сброс газов; *8* — подложка; *9* — газовые добавки.

источнике образуется тонкий слой GaAs Вместо Ga можно использовать GaAs, однако, как правило, это приводит к возрастанию фоновой концентрации носителей Этим методом выращивались слои GaAs с концентрацией носителей порядка 10^{14} $см^{-3}$ и подвижностью от 180 000 до 200 000 $см^2/(В \cdot с)$ при температуре 77 К Были также выращены слои InP с подвижностью, превышающей 100 000 $см^2/(В \cdot с)$, однако полученные результаты не столь многообразны и воспроизводимы, как в случае GaAs

Для выращивания GaInAsP на InP применяют оба метода — трихлоридный и гидридный. Трихлоридный метод обеспечивает более высокую чис-

тоту материала, в то время как преимуществом гидридного метода является простота системы для выращивания согласованиых четверных слоев на InP во всем диапазоне изменения состава Устройство гидридной системы роста GaInAsP на InP показаио на рис 6 22 В э м процессе пары AsH_3PH_3, и HCl в независимо контролируемых количес гвах проходят иад источииками Ga и In, а составом эпитаксиального слоя управляют, измеияя величины соотношений между газообразными компонентами Фосфин (PH_3) и арсин (AsH_3) разлагаются и образуют соединения с хлоридами индня и хлорндами галлия в зоне смешения, а затем потокн газов направляются в зону осаждения, где на подложке происходит кристаллизация Газообразные примеси могут либо добавляться ниже лодочек с металлами, либо вводиться в поток AsH_3-PH_3

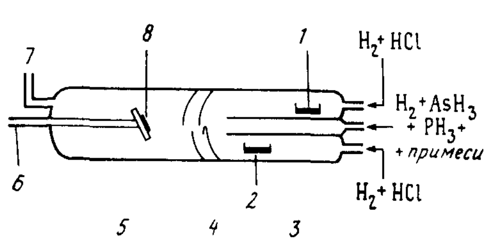


Рис.6.22. Схематическое изображение ростовой системы газофазной эпитаксии (ГФЭ) для выращивания GaInAsP HCl-гидридным методом *1*—лодочка с Ga, *2*—лодочка с In, *3*—зона источника, *4*—зона смешения, *5*—зона осаждения, *6*—толкатель для перемещения образца, *7*—сброс газов, *8*—подложка

6.2.3. Газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС)

ГФЭ МОС является также газофазным методом выращивания эпитаксиальных слоев, но отличается от метода обычной ГФЭ тем, что в нем применяют реактор с холодными стенками и поэтому есть возможность выращивания соедннений, содержащих Al Метод хорошо разработан для получения AlGaAs/GaAs, а техника выращнвання GaInAsP/InP этим методом быстро развнвается

Простая система ГФЭ МОС для выращивания AlGaAs/GaAs изображена на рис 6 23 Рост обычно обеспечивается путем введения в кварцевую трубу реактора с холодными стеикамн контролируемых количеств элементов III группы в виде алкилметаллов, например, триметилгаллия $Ga(CH_3)_3$ в случае Ga и триметилиндия $In(CH_3)_3$ или триэтилиндия $In(C_2H_5)_3$ в случае In, а также элементов V группы в виде гидридов AsH_3 и PH_3 Давление в камере может быть как атмосферным, так и иметь величину 0,1—0,5 атм, если используется процесс ГФЭ МОС при

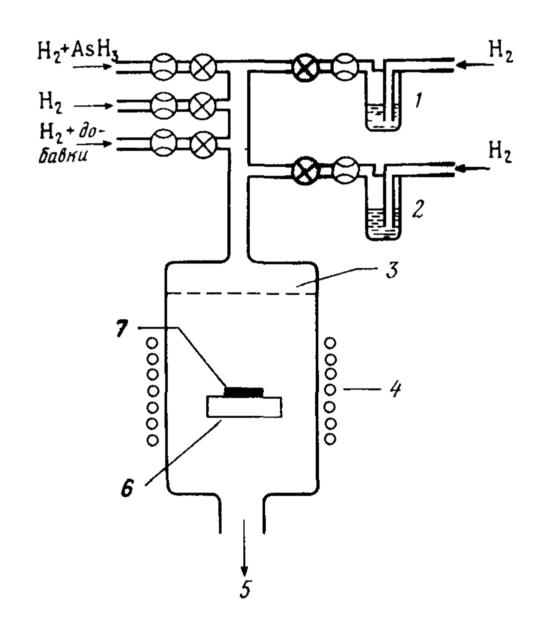


Рис. 6.23. Схематическое изображение ростовой системы газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) для выращивания AlGaAs 1 — ячейка с $Ga(CH_3)_3$, 2 — ячейка с $Al(CH_3)_3$, 3 — пограничный слой, 4 — катушки ВЧ-нагрева, 5 — сброс газов или вакуумная система откачки, 6 — держатель, 7 — подложка

пониженном давлении Примеси могут вводиться в виде металлоорганических соедииений, таких, как $Zn(C_2H_5)_3$, или в виде гидридов, например SiH_4 и H_2S Подложка помещается на графитовом держателе и разогревается токами высокой частоты

При выращивании GaAs и AlGaAs металлоорганические соединения и гидриды разлагаются на нагретой подложке, и поэтому рост происходит в основном на ее поверхности Органические компоненты, образующиеся в реакции, являются газообразными и уносятся потоком Для случая роста GaAs из триметилгаллия и арсина химическая реакция на подложке может быть представлена в виде

$$Ga(CH_3)_3 + AsH_3 \xrightarrow{\text{нагрев}} GaAs + 3CH_4$$

В обоих случаях роста как AlGaAs/GaAs, так и GaInAsP/InP крайне важным является применение чистых металлоорганических соединений не

только для повышения степени чистоты эпитаксиальных слоев, но и для надежного управления кинетикой процесса За несколько последних лет был достигнут существенный прогресс в очистке этих материалов Из обоих соединений GaAs и InP были выращены слои с фоновыми концентрациями порядка 10^{14} $см^{-3}$ и подвижностями порядка 140000 $см^2/(В \cdot с)$ при 77 К

ГФЭ МОС — это универсальный метод эпитаксиального роста, обеспечивающий хороший контроль толщины слоев, высокую однородность и хорошую морфологию поверхности, а также контроль поверхностей гетеропереходов При использовании ГФЭ МОС возможен селективный рост Сообщалось, что волноводы из GaAs/AlGaAs с наиболее низкими оптическими потерями были выращены методом ГФЭ МОС Более подробные сведения о ГФЭ МОС можно найти в работах [6 76, 6 77]

6.2.4. Эпитаксия из молекулярных пучков (ЭМП)

Эпитаксия из молекулярных пучков представляет собой по существу метод роста в сверхвысоком вакууме, основанный на том, что входящие в состав материала элементы осаждаются на поверхности разогретой подложки, на которой их подвижность достаточно велика, чтобы образовался эпитаксиальный слой Упрощенная установка ЭМП схематически изображена на рис 6 24 Она состоит из системы сверхвысокого вакуума, в которую входят эффузионные ячейки с заслонками для каждого элемента — Ga, Al, As, In и P, и нагреваемого держателя подложки. В систему также входят эффузионные ячейки, содержащие примеси с низким давлением паров, такие, как Be для легирования примесью *p*-типа и Si для легирования примесью *n*-типа С целью управления процессом роста и для исследования качества поверхности подложки в системе может быть предусмотрено использование широкого набора аналитических методов, таких, как анализ остаточных газов и дифракция отраженных быстрых электронов (ДОБЭ) Управление составом эпитаксиального слоя осуществляют путем индивидуального регулирования температуры каждой из эффузионных ячеек и открытием или закрытием соответствующих заслонок В последнем случае возможен быстрый переход от одного состава к другому

Поскольку значения коэффициентов прилипания элементов III группы близки к единице, а элементов V группы меньше единицы, обычно легче вырастить соединение, содержащее более одного элемента III группы, чем соединение, в состав которого входит более одного элемента V группы Кроме того, намного труднее работать с фосфором,

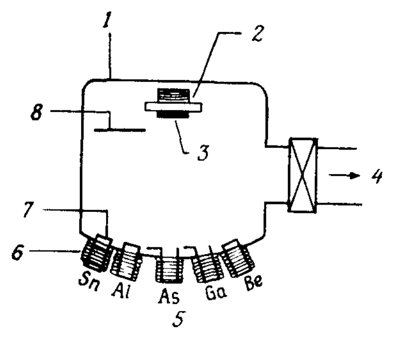


Рис.6.24. Схематическое изображение ростовой системы молекулярно пучковой эпитаксии (ЭМП) для выращиваиия AlGaAs *1* — камера сверхвысокого вакуума, *2* — подогреватель подложки, *3* — подложка, *4* — к ионному насосу, *5* — эффузионные ячейки, *6* — нагреватели, *7* — заслонки эффузионных ячеек, *8* — заслонка подложки

чем с мышьяком, поскольку твердый фосфор имеет многообразные формы и некоторые из них взрывоопасны и весьма изменчивы В недавно вышедшей работе [6 78] исследовалось применение газовых источников элементов V группы

Существует большой ннтерес к использованию GaAs и гетероструктур AlGaAs/GaAs в быстродействующих цифровых системах и в СВЧ-технике Поэтому основная часть усилий в области ЭМП соединений типа $A^{III}B^{V}$ была направлена на эти материалы Типичные температуры роста GaAs и AlGaAs находятся вблизи соответственно 575 и 680 °С В отсутствие преднамеренного легирования чистый GaAs, выращенный методом ЭМП с использованием металлического As, имеет проводимость *p*-типа с концентрацией акцепторов порядка 10^{14} $см^{-3}$ Для того чтобы создать небольшую концентрацию носителей *n*-типа, обычно используют малую дозу примеси Sn Методом ЭМП выращены слои GaAs с концентрацией электронов порядка 10^{14} $см^{-3}$ и подвижностью при температуре 77 K выше 100 000 $см^2$/(В·с)

Скорость роста в ЭМП невелика ($\leq$1 мкм/ч), поэтому можно осуществлять очень точный контроль толщины слоя Действительно, в литературе имеются сообщения о том, что можно выращивать чередующиеся монослои GaAs и AlAs Поэтому граиицы гетеропереходов между слоями, выращенными методом ЭМП, являются очень резкими Однако низкие скорости роста озиачают, что для выращивания толстых слоев необходимы большие времена роста Выращенные слои также весьма однородны, а поверхности являются очень гладкими, за исключением «овальных» дефектов, плотность которых незначительна Поскольку данные дефекты

потенциально представляют значительные трудности применительно к цифровым системам, предпринимаются значительные усилия для их устранения

В настоящее время ЭМП лучше всего, по видимому, подходит для выращивания волноводов и элементов, использующих квантовые ямы и сверхрешетки Сверхрешетки представляют вид зонной инженерии и, по всей вероятности, найдут много применений в будущих направлениях интегральной оптики Потери в волноводах из GaAs, выращенных методом ЭМП, невелики и лишь незначительно выше потерь в волноводах, полученных с помощью ГФЭ МОС В силу того, что ЭМП является методом напыления, в котором частицы движутся по прямолинейным траекториям, имеется возможность размещения нескольких масок над подложкой для того, чтобы ограничить рост пределами выбранных областей или получить суживающиеся переходы Это обстоятельство должно сделать возможным прямое изготовление геометрических структур, представляющих интерес для интегральной оптики Однако для изготовления структур микрометровой толщины потребуется, по видимому, значительная модификация существующего оборудования Методу ЭМП посвящены обзоры [6 79, 6 80]

6.2.5. Заключение

На данный момент ГФЭ МОС и ЭМП зарекомендовали себя как наиболее многообещающие методы выращивания удовлетворяющих требованиям интегральной оптики эпитаксиальных слоев полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$ Недавно начаты лабораторные разработки [6 81] метода ГФЭ МОС сверхнизкого давления, который можно рассматривать как сочетание методов ЭМП и ГФЭ МОС и который иногда называют молекулярно пучковой эпитаксией из металлоорганических соединений (ЭМП МОС) Этот новый метод также может оказаться весьма полезным при изготовлении оптических волноводов Независимо от метода выращивания, устройства, для формирования которых требуется двухступенчатый процесс роста (такой, при котором образец перед второй стадией процесса извлекается из ростовой системы), как правило, легче изготавливать в системах GaInAsP, чем в системах AlGaAs, из за быстрого окисления на воздухе содержащих Al соединений Крайне необходимой оказалась бы поэтому разработка полностью сверхвысоковакуумной технологической линии для изготовления интегрально оптических схем на основе AlGaAs/GaAs

6.3. ПАССИВНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА; ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для изготовления полупроводниковых оптических волноводов применялось большое число различных методов Среди них протонная бомбардировка, ионная имплантация, диффузия, эпитаксиальный рост, различные виды травления, металлизация, нанесение диэлектрических пленок, а также комбинации перечисленных методов В данном разделе дается обзор методов изготовления полупроводниковых оптических волноводов и достигнутых при этом волноводных характеристик Рассматриваются оба типа волноводов, основанных как на гомо , так и на гетеропереходах Особое внимание уделяется наиболее многообещающим методам изготовления будущих интегрально оптических схем, в связи с чем изложение ограничено почти исключительно методами изготовления канальных волноводов в полупроводниках $A^{III}B^{V}$ Затем мы обобщим эти методы на многоволноводные ответвители, после чего дадим обзор результатов по изготовлению волноводных изгибов, «Y разветвителей» и решеток В заключение приведем краткое описание тонкопленочных диэлектрических волноводов на полупроводниках

6.3.1. Канальные волноводы

Среди первых канальных волноводов из GaAs были внедренные волноводы (рис 6 9,*д*), полученные с использованием селективной протонной бомбардировки n^{+} GaAs [6 31, 6 68] Можно также изготавливать из GaAs гребневые волноводы (рис 6 9,*а*), применяя комбинацию протонной бомбардировки и селективного травления Однако, как уже отмечалось, протонная бомбардировка помимо снижения концентрации носителей и, следовательно, увеличения показателя преломления приводит к оптическим потерям Несмотря на то что их величина может быть снижена путем отжига, потери, вызываемые протонной бомбардировкой, делают этот тип волноводов непригодным для большинства применений Протонная бомбардировка может также быть использована для изготовления волноводов в CdTe [6 82, 6 83] и ZnTe [6 84]

Наиболее широко исследованы полосковые гребневые волноводы на основе гомоперехода в полупроводниках $A^{III}B^{V}$, полученные последовательным применением эпитаксиального роста и селективного травления Как показано на рис 6 25, эпитаксиальный слой с низкой концентраци-

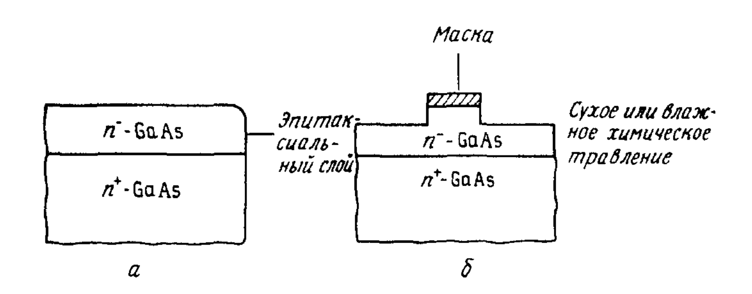


Рис.6.25. Этапы изготовления гребневого волновода *а* — выращивание эпитаксиального слоя с низкой концентрацией носителей на n^+ подложке, *б* — травление гребня с применением маски

ей носителей обычно выращивают на поверхности (001) n^+ подложки Сначала для выращивания нелегированных эпитаксиальных слоев применяли методы ГФЭ или ЖФЭ [6 85] Позднее использовались методы ГФЭ МОС и ЭМП [6 86] Волноводы, изготовленные в слоях GaAs/GaAlAs обычно имеют наименьшие оптические потери [6 87] Вслед за выращиванием волноводных слоев можно формировать гребни методами стандартной фотолитографии и влажного химического, реактивного ионного травления или травления ионными пучками Направление распространения света перпендикулярно плоскости спайности (110) или ($\bar{1}10$) В большинстве влажных химических травителей поверхность (111)*А* образцов GaAs и InP травится медленнее других, поэтому при использовании данного метода травления вид профиля боковых стенок гребня обычно

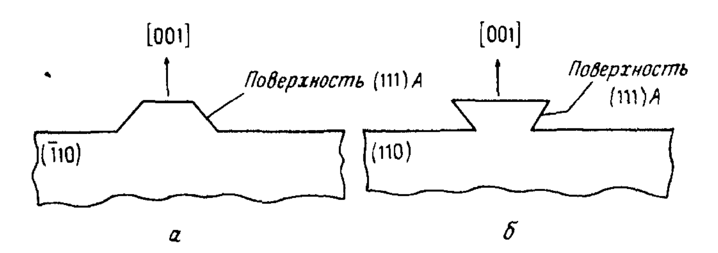


Рис.6.26. Влияние ориентации кристалла на форму профиля боковых стенок гребня, изготовленного в полупроводнике $A^{III}B^{V}$ методом влажного химического травления

зависит от того, как ориентирована поверхность (111)*A* На поверхностях (001) гребни, сформированные в направлении [110], будут, как правило, иметь боковые стенки в виде склонов, как показано на рис 6 26,*а*, а у гребней, идущих в направлении [110], боковые стенки будут подтравленными, с наклоном в глубь гребня (рис 6 26,*б*) [6 88] Однако имеются сообщения о нескольких химических травителях [6.89], с помощью которых можно получить почти вертикальные боковые стенки, даже для ориентаций, показанных на рис 6 26 При использовании реактивного ионного [6 90] или ионно пучкового [6 91, 6 92] травления форму профиля боковых стенок можно корректировать С помощью названных методов были изготовлены волноводы с вертикальными боковыми стенками Возможными недостатками данных методов травления являются поражение, вызываемое быстрыми ионами, и шероховатость боковых стенок Поскольку методы реактивного ионного и ионно пучкового травления точно воспроизводят очертания маски, любая ее шероховатость напрямую передается полупроводнику без сглаживания Шероховатости могут приводить к потерям на рассеяние, особенно при глубоком травлении гребня

Расчет одномодовых волноводов обычно выполняют по методу Маркатили [6 39] Мы уже упоминали о том, что этот метод дает вполне удовлетворительные результаты до тех пор пока глубина травления гребня не слишком велика и плоские волноводы по бокам гребня одномодовые Одномодовые гребневые волноводы на основе гомоперехода были сформированы в GaAs, выращенном методом ГФЭ, и имели потери порядка 1 $см^{-1}$ (4 дБ/см) на длине волны 1,06 мкм [6 85] Такие же волноводы, изготовленные из GaAs, выращенного с помощью ЖФЭ, и из InP, полученного ГФЭ, имели потери 6—8 дБ/см [6 93, 6 94]

Из обоих материалов—GaAs и InP—были изготовлены одномодовые на основе гомоперехода гребневые волноводы с глубоким травлением и закритическими боковыми областями [6 46—6 48, 6 93] Для анализа таких волноводов обычно используют вариационный [6 46—6 48] основанный на методе распространяющихся пучков [6 49] метод или метод сшивания поперечных мод [6 43—6 45] (гл 2) Эти волноводы имеют плохую воспроизводимость при изготовлении, поскольку их характеристики критическим образом зависят от концентрации в n^+ подложке, а также от размеров и формы профиля гребня, особенно от ширины его основания Они имеют обычно более высокие потери, чем гребневые волноводы с мелким травлением, возможно, из за рассеяния на боковых стенках гребня [6 95]

Для того чтобы к гребневому волноводу можно было прикладывать

электрическое поле, применяют контакты с барьером Шотки, контакты МОП типа или сам гребень выполняют из материала p^+ типа Контакты с барьером Шотки могут возмущать волновод и, если они расположены непосредственно в волноводной области, приводят к росту потерь Для контактов МОП типа на GaAs характерен дрейф постоянного тока, поэтому их можно использовать только в устройствах, в которых основными являются переходные процессы Гребни из материалов p^+ типа можно использовать в волноводах на основе полупроводников как GaAs, так и InP, и из рис 6 27,*а* мы видим, что эти структуры имеют сходство с волноводами, нагруженными диэлектрической полоской Слой с p^+ проводимостью может быть сформирован перед травлением гребня методами ионной имплантации [6 85, 6 94], диффузии [6 96, 6 97] или эпитаксиального роста [6 98] В гребневом волноводе с $p^+-n^--n^+$ структурой электрическое поле прикладывается к волноводной области путем обратного смещения $p-n$ перехода Один из вариантов гребневого волновода, а именно волновод с ограниченным каналом

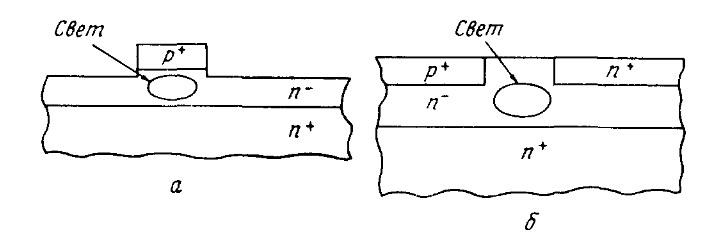


Рис.6.27. Канальные волноводы с встроенными p^+-n переходами

(рис 6 27,*б*), был изготовлен с применением эпитаксиального роста и ионной имплантации Be, причем операции травления не требовалось [6 85, 6 99] В таком волноводе электрическое поле можно прикладывать к одной или к обеим ограничивающим свет областям, подавая на $p-n$ переход обратное смещение (разд 6 5)

Как показано в разд 6 1, наименьший уровень оптических потерь в гребневых волноводах на основе гомопереходов ограничен в конечном счете поглощением свободными носителями в n^+ подложке (а также в p^+ гребне, если он имеется) В структурах на гомопереходах волноводные потери, обусловленные поглощением в подложке, обычно составляют 2—4 дБ/см на длине волны 1,3 мкм Чтобы сделать потери меньше этого уровня, необходимо изолировать волноводную область от n^+ подложки

Для решения этой задачи был продемонстрирован новый метод, состоящий в том, что для ограничения света в вертикальном направлении использовался слой SiO_2 (рис 6 28) Такие волноводы были изготовлены путем эпитаксиального выращивания нелегированного слоя GaAs над слоем SiO_2 с применением метода бокового эпитаксиального заращивания [6 100] Затравкой для начала роста служит поверхность подложки из GaAs, открытая в промежутках между полосками SiO_2 Направление этих полосок должно быть таким, чтобы скорость роста в боковом направлении намного превышала скорость вертикального роста Экспериментально установлено, что хорошее боковое заращивание GaAs достигается, если полоски SiO_2 на поверхности (100) подложки направлены под углом 10° к плоскости спайности Это обстоятельство накладывает некоторые ограничения на выбор направления волноводов Слой SiO_2 должен иметь достаточную толщину, такую, чтобы величина волноводного светового поля на границе SiO_2—подложка была пренебрежимо малой Для создания бокового ограничения можно вытравить гребни в наращенном слое, как показано на рис 6 28, или в слое SiO_2 перед

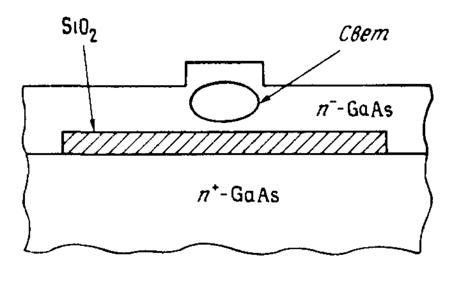


Рис. 6.28. Гребневый волновод из GaAs с изолирующим слоем SiO_2 Слой n^- GaAs получен методом бокового эпитаксиального роста

заращиванием протравить канавки, чтобы сформировать перевернутый гребень Такие волноводы из GaAs на SiO_2 имели потери 2 дБ/см на длине волны 1,06 мкм, что составляет примерно половину величины, полученной для аналогичных волноводов, выращенных на n^+ подложках Для InP, выращенного методом ГФЭ, было установлено, что величина отношения боковой к вертикальной составляющей скорости роста этого материала меньше, чем у GaAs, и, кроме того, щели в SiO_2 должны быть направлены под углом около 30° к плоскости спайности Поскольку последнее обстоятельство накладывает ограничения на выбор направления волноводов даже в большей степени, чем в случае GaAs, были исследованы особенности пересечения волноводами этих служащих для

затравки роста щелей Величина потерь в гребневых волноводах, направленных перпендикулярно плоскости спайности в образце с полосками SiO_2 шириной 50 мкм и щелями, расположенными под углом 30° к плоскости спайности, составляла 6,4 дБ/см на длине волны 1,3 мкм [6 94]

С развитием технологий ЭМП и ГФЭ МОС появилась возможность применять более универсальный и современный метод, в котором для уменьшеиия потерь используется покровный слой AlGaAs с более низким показателем преломления, чем у волноводного слоя n^- GaAs (рис 6 29) Толщину слоя AlGaAs обычно делают больше глубины проникновения оптической моды в этот слой, поэтому поле на границе AlGaAs/GaAs — подложка исчезаюше мало (Если толщина слоя AlGaAs недостаточна, может возникать связь с подложкой GaAs) Гребневые волноводы данного типа с потерями меньше 1 дБ/см были изготовлены в материалах, выращенных методом ГФЭ МОС [6 87, 6 101, 6 102]

Были изготовлеиы также гребневые волноводы на основе гетероперехода InGaAsP/InP В одномодовом волноводе, выращенном методом ЖФЭ, потери имели величину около 7,3 дБ/см на длине волны 1,3 мкм [6 94, 6 103] Волноводы, полученные с помощью ГФЭ МОС, имели потери 11,5 дБ/см на длине волны 1,15 мкм [6 104]

По видимому, наиболее перспективными для применения в интегральиых оптических схемах являются погруженные волноводы на основе гетеропереходов [6 105, 6 106] Этот тип волноводов должен иметь низкие потери, высокую концентрацию энергии моды и быть совместимым с гетеролазерами и детекторами На рис 6 30 показан погруженный волиовод на гетеропереходе InGaAsP/InP Такая структура может быть получена путем последовательного выращивания нелегированного буферного слоя InP, волноводного слоя InGaAsP и тонкого покровного слоя InP С помощью селективного травления в покровном слое InP может быть сформирован рисунок, который используется как маска при травлении слоя InGaAsP Затем выращивается покровный слой InP, который обеспечивает боковое ограничение моды [6 105] Подбирая состав и размеры четверного слоя, волиовод можно сделать одномодовым Боковое ограничение можно также контролировать, что важно при изготовлении волноводных изгибов и *Y* разветвлений Как показано на рисунке, в волновод может быть встроена p^+ область для того, чтобы иметь возможность прикладывать электрическое поле, направлениое поперек четверного волноводного слоя Область с p^+ проводимостью можно изготовить методом эпитаксиального роста и селективного травления или ионной имплантации Компромисс между уровнем оптических потерь,

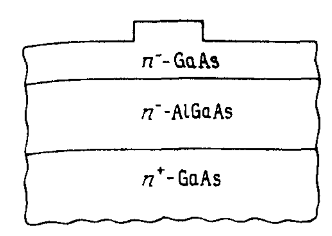


Рис. 6.29. Гребневый волновод на основе гетероперехода n^- GaAs/AlGaAs

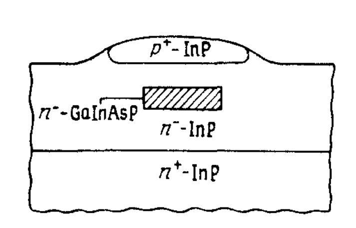


Рис. 6.30. Гребневый погруженный волновод на основе гетероперехода GaInAsP/InP

обусловленных поглощением свободными носителями в n^+ и p^+ областях, и требованиями к величине управляющего напряжения может быть достигнут путем подбора толщин верхнего и нижнего слоев n^- InP Кроме того, если учесть, что p^+-область и подложка n^+ InP образуют полосковую линию бегущей волны, то можно регулировать ее импеданс, изменяя ширину p^+ области

Аналогичные волноводы можно вырастить из материалов на основе GaAs Некоторые сложности могут возникнуть при попытке выращивания эпитаксиальных слоев на слое AlGaAs, соприкасавшимся с воздухом, однако это затруднение можно, по видимому, обойти или это вообще не представляет проблемы, если весь процесс изготовления проходит под высоким вакуумом

В случаях когда применяются методы ЭМП и ГФЭ МОС, в волноводах для усиления нелинейных оптических и электрооптических эффектов могут быть использованы квантовые ямы и сверхрешетки Такие устройства рассмотрены в разд 6 5

Канальные волноводы изготавливались также путем нанесения металлических или окисных полосок на поверхность волноводного слоя Как отмечалось выше, наличие металла (окисла) может уменьшать (увеличивать) эффективный показатель преломления под полоской, вызывая боковое ограничение моды [6 34, 6 107] Однако преобладающее воздействие на распространение света в таких волноводах часто могут оказывать напряжения и деформации, возникающие на краях полосок [6 35, 6 108] (разд 6 1 3)

Остаточная деформация в выращенных гетероструктурных слоях может также приводить к остаточному двулучепреломлению в волноводах

из материалов типа $A^{III}B^{V}$ [6 52], что обусловливается фотоупругостью Типичная величина двулучепреломления (N_{TE} - N_{TM}) ~ 10^{-4} Двулучепреломление присутствует в структурах для модуляторов (например, в $p-n$ переходах) и связано с наличием встроенных электрических полей На длинах волн вблизи края поглощения вклад в двулучепреломление может вносить дихроизм электропоглощения (см разд 6 4 7)

К другим типам полупроводниковых волноводов относятся волноводы, сформированные на n/n^+ кремнии [6 109], и многослойные диэлектрические волноводы на кремниевых подложках Примером последних служит волновод из Si_3N_4 с высоким показателем преломления на буферном слое SiO_2 с низким показателем преломления, причем оба слоя выращены на подложке из Si, как показано на рис 6 31 [6 110] В плоских волноводах из Si_3N_4 достигнуты потери 0,1 дБ/см Диэлектрические волноводы для работы с детекторными матрицами были сформированы в канавках в диэлектрических слоях на подложках Si [6 111, 6 112] Недавно изготовлены многомодовые гребневые волноводы из кремниевых слоев, осажденных методом пирогидролиза [6 113]

Si_3N_4

SiO_2

Si

Рис.6.31. Двуслойный диэлектрический волновод на подложке из Si

6.3.2. Ответвители

Оптические ответвители играют важную роль в многочисленных схемах интегральной оптики Достаточно хорошо изучены различные типы двухволноводных ответвителей [6 99, 6 104, 6 114—6 118] Сравнительно недавно появился интерес к ответвителям, составленным более чем из двух волноводов [6 56, 6 119—6 121] Были предложены схемы с улучшенной выборкой и фильтрацией, использующие трехволноводные

ответвители [6 120] Трехволноводные ответвители применялись как делители и сумматоры мощности, а также как входные и выходные части интегрального интерферометра на основе GaAs [6 122, 6 123] Исследовались, кроме того, решетки связанных лазеров, состоящих из большого числа параллельно расположенных лазеров полосковой геометрии [6 124], а в настоящее время разрабатываются многоволноводные ответвители для возможного применения в качестве линз [6 125]

Оптические ответвители можно изготовить, помещая два волновода или большее число волноводов на близком расстоянии друг от друга таким образом, чтобы их поля перекрывались Большинство ответвителей, изготовленных к настоящему времени, представляют собой два одномодовых волновода гребневого типа, расположенных в непосредственной близости друг от друга В случае погруженных волноводов на основе гетеропереходов можно также использовать направление в глубь кристалла, и ответвители можно изготавливать из волноводов, расположенных либо рядом друг с другом, либо один над другим, как показано на рис 6 32, *а* и *б* соответственно

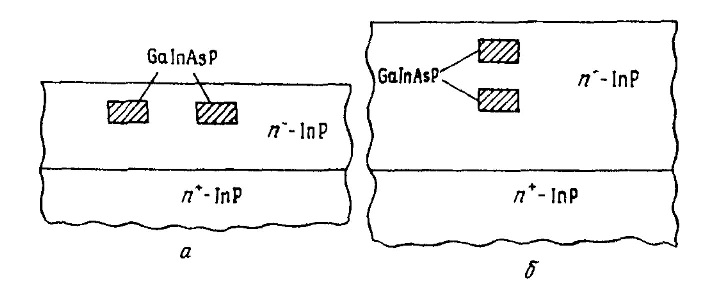


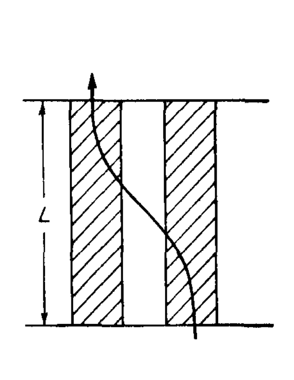
Рис. 6.32. Возможные конфигурации двухволноводного ответвителя, использующие погруженные волноводы гетероструктуры

Одним из первых полупроводниковых оптических ответвителей был многоволноводный ответвитель, состоявший из внедренных волноводов, изготовленных методом селективной протонной бомбардировки n^+ GaAs [6 82, 6 126] В случае когда на входе возбуждается один волновод с координатой $x = 0$ (волновод с индексом 0), а решетка волноводов линейна и бесконечна, мощность в каждом из волноводов дается выражением [6 127]

$$P_n(z) = J_n^2(2Kz), \qquad (6\,31)$$

где J_n — функция Бесселя n-го порядка и K — коэффициент связи Этим методом были также изготовлены двухволноводные ответвители [6 82 6 126]

Достаточно широко исследовались двухволноводные направленные ответвители на гребневых волноводах в нелегированных эпитаксиальных слоях GaAs и InP [6 86, 6 115, 6 128] Длина связи гребневых ответвителей на основе $n^- - n^+$ гомоперехода обычно составляет 4—10 мм на длине волны 1,3 мкм На рис 6 33 представлены микрофотографии на-



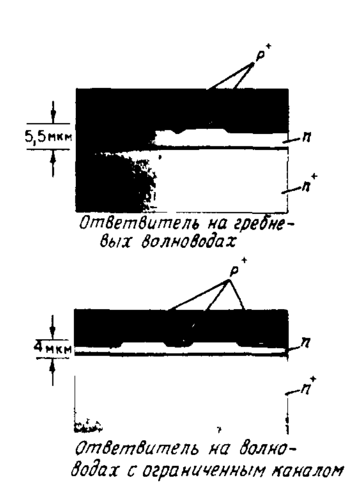


Рис.6.33. Схема и микрофотографии ответвителей на гребневом волноводе и на волноводе с ограниченным каналом в гомоструктуре $p^+ - n^- - n$ GaAs [6 99] Сколы подложек специально подтравлены так чтобы были видны слои с различной проводимостью

правленных ответвителей, в которых использованы гребневые волноводы и волноводы с ограниченным каналом [6 99] в структуре $p^+ - n^- - n^+$ GaAs Эти волноводы были получены применением методов ГФЭ и ионной имплантации Be Ниже мы покажем, что такие волноводы могут действовать как переключатели, если на $p - n$ переходы подается обратное смещение В этих устройствах длина связи равна приблизительно 8 мм на длине волны 1,06 мкм Зависимость длины связи от длины волны в волноводах с ограниченным каналом (такие волноводы достаточно силь

но связаны) исследовалась в работе [6 114] На рис 6 34 представлена зависимость длины связи от длины волны для ответвителей, выполненных в эпитаксиальных слоях различной толщины Во всех случаях длина связи уменьшается с увеличением длины волны Аналогичная зависимость от длины волны наблюдается в ответвителях на гребневых волноводах [6 97, 6 115]

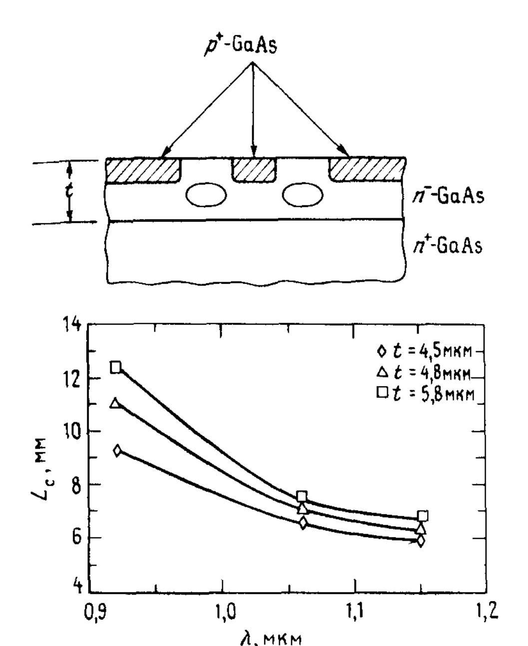


Рис.6.34. Зависимость длины связи L_c от длины волны λ для направленных ответвителей на волноводах с ограниченным каналом в GaAs [6 114] Ширина волноводов 8 мкм, расстояние между волноводами 4 мкм, толщина эпитаксиального слоя обозначена через t, толщина p^+ слоя у всех образцов 2 мкм

Направленные ответвители гребневого типа были также изготовлены в эпитаксиальных слоях InP и InGaAsP, выращенных на n^+ InP [6 94, 6 97, 6 104] Гребневые ответвители со структурой p^+-n-n^+ изготавливались в InP с помощью диффузии Zn [6 104]

Ответвители (в том числе $\Delta\beta$ ответвитель) формировались также на основе щелевых волноводов с металлическими полосками на GaAs [6 117, 6 118, 6 129], однако, как уже отмечалось возможно, что волноводное распространение в таких устройствах обусловлено наличием деформаций

Если длина связи известна, то направленные ответвители можно в принципе изготавливать с любым наперед заданным коэффициентом отве-

твлеиия (напрнмер, 3, 10 нлн 20 дБ) иа желаемой длине волны Одиако связь, вообще говоря, ие является идеальиой, н поэтому максимальиая величина переходиого ослаблення, которую можио получнть между входным н выходиым волиоводамн, обычно ие больше 20 дБ Несмотря на то что нмеются прннцнпнальиые ограннчення, наиболее существенными с точки зреиня экспернмента являются ограничеиия, связанные с небольшой асимметрней между волноводами н со сложностью изготовления ответвителей с длиной, точно равной длнне связи Еслн длина ответвителя намного больше длины связи, можио примеинть электрооптический эффект, используя схему так называемого $\Delta\beta$ ответвнтеля [6 130] (рис 6 35), н подстроить эффективную длину связи к реальной длине взаимодействия Если длина ответвителя иемиого меньше длины связи, то последиюю можио скорректировать, прикладывая смещение ко всем электродам $\Delta\beta$ ответвителя (разумеется, если направление волноводов выбрано правильно, т е таким образом, что разность эффективных показателей преломления волноводных н неволноводных областей уменьшается под воздействием приложениого электрического поля) В разд 6 4 мы подробио рассмотрим волноводиые переключатели, построеиные из таких ответвителей

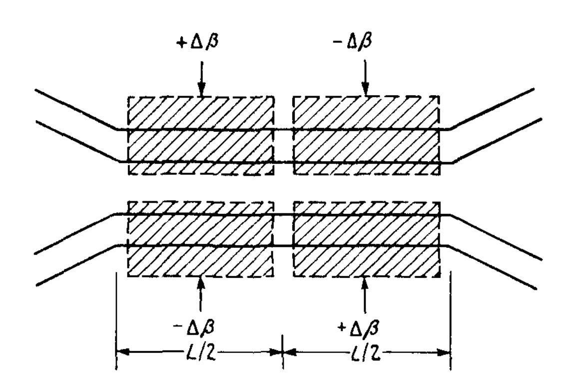


Рис. 6.35. Направленный ответвитель $\Delta\beta$ типа

Еще одна проблема связаиа с возбуждением ответвителя и выводом излучения из него Эта обычно несложная задача для слабо связанных волноводов может стать серьезной проблемой в случае, когда волноводы расположены на близком расстоянии друг от друга, так как при

сильной связи моды ответвителя отличаются от приближенио их описывающих суммы и разности мод отдельиых изолированных волноводов Данное обстоятельство влияет на переходиое ослабление, величииа которого становится в большой мере зависимой от входиой и выходной структур ответвителя По всей видимости в реальных интегрально оптических схемах на входе и выходе ответвителей будут применяться изогиутые волноводы, и это необходимо учитывать, определяя длину связи и эффективность ввода и вывода излучения Выше мы показали, что длина связи зависит от длины волны, поэтому ответвителям свойственна определенная селективность Эту селективность можно повысить, используя в ответвителе неидентичные волноводы, синхронизм в которых возможен только на данной длиие волны [6 131, 6 132]

Трехволноводные ответвители изготавливались из GaAs [6 56] и InP [6 94] На рис 6 36 показано поперечное сечение трехволноводного ответвителя на гребиевых волноводах из GaAs В случае деления

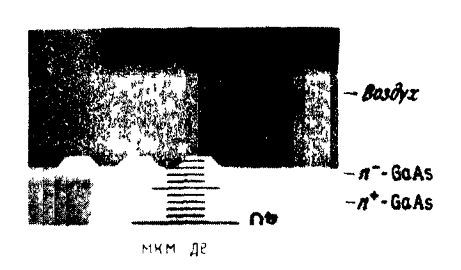


Рис.6.36. Микрофотография трехволноводного ответвителя на гребневых волноводах из GaAs Образец был подвергнут селективному травлению для того, чтобы проявился рельеф $n^- - n^+$ перехода

мощности (мощность передается из центрального волновода в два боковых) длина связи была равиа приблизительно 3,2 мм Для обоих материалов (GaAs и InP) при длиие ответвителей, приближенно равной длиие связи, была достигнута передача в боковые волноводы более 95% мощности Как отмечалось выше, из за большего числа мод функциональные возможности миоговолноводного ответвителя значительно шире, чем двухволноводного Если трехволноводный ответвитель используется как делитель или сумматор мощности, то он действует как двухволиоводный Трехволноводные ответвители применялись в качестве входной и выходной частей интерферометра Маха—Цендера на основе GaAs [6 122, 6 123] Если излучение вводится в один из внешних волноводов и выводится из другого внешиего волиовода, то таким образом мо-

жет быть получен «переключатель волноводов» Можно сформулировать следующее приближенное правило если для определенного типа волноводов и данного расстояния между ними длина связи двухволноводного ответвителя равна L_c, то длина связи у трехволноводного ответвителя такой же геометрии будет равна $L_c/\sqrt{2}$, если он работает как делитель на 3 дБ, и $\sqrt{2}\ L_c$, если он работает как переключатель волноводов Исследуются также ответвители, в которых один или несколько связанных волноводов нагружены на подложку Этот подход представляется привлекательным в случаях, когда в процессе изготовления можно добиться равенства длины взаимодействия длине связи Изучались также вопросы, связанные с излучением, возникающим в таких структурах на начальных и конечных участках волноводов, при этом было установлено, что по крайней мере для трехволноводных делителей мощности потери на излучение относительно невелики и сравнимы с потерями на Y соединении (≤ 1 дБ) [6 95, 6 133]

6.3.3. Изгибы и ответвления

Несмотря на то что для передачи световой волны в направлении, перпендикулярном направлению ее распространения, а также для деления, суммирования и разветвления мощности можно применять различные типы направленных ответвителей, во многих случаях предпочтительнее использовать волноводные изгибы и ответвления

Как и в любых волноводных оптических переходах, на изломе (рис 6 37, *а*) или на переходе к изогнутому волноводу (рис 6 37, *б*) определенная часть мощности теряется в виде мод излучения Кроме того, наблюдается отражение мощности, однако этот эффект обычно пренебрежимо мал до тех пор, пока скачок эффективного показателя преломления на переходе не достигнет существенной величины Для изогнутых волноводов величина потерь, в дополнение к любым потерям на переходе, зависит от радиуса изгиба и от степени поперечного ограничения моды (см разд 6 1 6) Вместо плавного изгиба может быть использована последовательность изломанных секций, как показано на рис 6 37, *в* В некоторых случаях при определенных значениях длины и угла каждой секции может происходить когерентное отражение мод излучения обратно в волновод [6 134]

Чтобы достичь приемлемых значений углов излома и радиусов кривизны при минимальных потерях, необходимо выполнить аккуратный расчет поперечного ограничения волноводных мод (см разд 6 1 6) По-

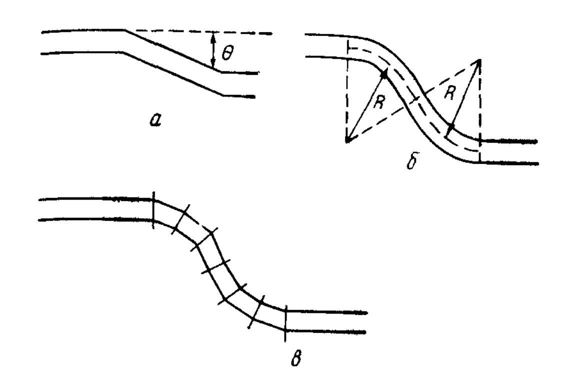


Рис.6.37. а — излом волновода, б — изогнутые участки, в — представление изогнутых участков волновода последовательностью изломов

перечное ограничение в гребиевых волноводах в случае, когда в боковых областях отсутствует режим отсечки, имеет, как правило, недостаточиую для большииства примеиеиий величину В гребневых волноводах с глубоким травлеиием поперечиое ограиичеиие мод сильиее, и поэтому изгибы и Y разветвления были реализоваиы имеино иа этом типе волноводов Дополнительиые потери в Y развегвителях по сравнению с прямолииейиыми отрезками в гребиевых волноводах из GaAs, изготовленных с помощью глубокого травления иоииыми пучками, составляли около 1,4 дБ при значеиии угла разветвлеиия 2° [6 95] В Y разветвителях из GaAs при уменьшеиии угла разветвлеиия потери существеиио ие умеиьшаются, из чего можио сделать вывод, что Y разветвителям на осиове гребиевых волноводов с глубоким травлеиием могут быть присущи потери, обусловлеиные иесогласованием мод в точке разветвлеиия Почти такие же потери были получены для Y разветвителей иа основе гребиевых волноводов из InP с углом разветвления 1,8° [6 93, 6 133] Однако, как отмечалось выше, решающими для подобиых структур являются потери иа рассеяиие из за шероховатостей боковых стеиок волиовода и острая чувствительиость к глубине травления, профилю боковых стеиок и разиости показателей преломлеиия материалов гребия и ограиичивающего слоя Названные проблемы усугубляются тем, что для достижения одиомодового режима работы, как правило, требуется сравнительио малая ширина волноводов (2—3 мкм)

Более приемлемым с практической точки зрения решением при создании изгибов и разветвлений в полупроводниковых оптических схемах может быть использоваиие погруженных волноводов на основе гетеропереходов В этом случае параметры волноводов являются более гибкими, а потери на рассеяиие, как ожидают, более иизкими Сообщалось об изготовлении нзгнбов н разветвлений погруженных волноводов на основе гетеропереходов GaInAsP/InP [6 105] На рнс 6 38 для Y разветвителя представлена экспериментальная зависимость коэффициента передачн, определенного как отношение суммарной мощности в двух выходных плечах к мощности во входном плече, от угла разветвлеиия θ Волноводная область в $Ga_{0\,17}In_{0\,83}As_{0\,4}P_{0\,6}$ имела толщину ≈ 2000 Å н ширнну 2 мкм Эти данные показывают, что на основе погружеиных гетероструктурных волноводов будет, по вндимому, возможно изготавливать Y разветвления с коэффициентом передачн более 90% (потери ≈ 1 дБ)

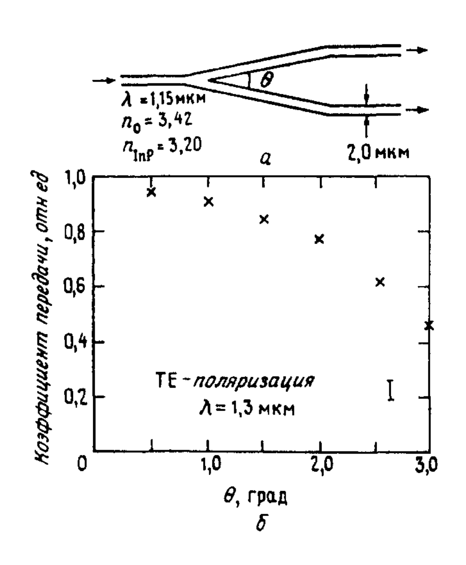


Рис. 6.38. *а* — схематнческое представленне разветвнтеля на погруженных волноводах на основе гетероструктуры GaInAsP/InP, *б* — измереиная зависимость его коэффнциента передачи от угла разветвления θ [6 105]

Из выполненного выше рассмотрения следует, что наименьшие потерн иа изгибах нмеют волноводы, поперечные размеры которых малы по сравненню с сеченнем обычного одиомодового оптического волокна Поэтому прнходнтся выбнрать между потерямн на стыковку оптического волокна с ннтегральной схемой н потерями на распространение в самой схеме Этот вопрос мы обсуднм в разд 6 5 в связи с рассмотреннем

эффективности модуляторов

Интересным подходом к созданию изломов под прямым углом в полупровбдниковых волноводах является использование методов травления для формирования вертикальиых стенок под углом 45° к волноводу, на которых происходит полное отражеиие Такие изломы в гребиевых волноводах могут иметь потери менее 2 дБ, однако оии весьма чувствительны к тому, как расположено зеркало, и поэтому при изготовлении необходимо осуществлять очень точный контроль [6 135]

6.3.4. Волноводиый фильтр с решеткой

Еще одним пассивным устройством является волноводный фильтр с решеткой Вслед за теорией распределенных решеток, представленной в разд 2 6 4, были предприняты уснлия с целью получення результатов в экспериментальной областн Полученные к настоящему времени результаты относятся к InGaAsP [6 136] Была достигнута полоса пропускания 13 Å при уровие боковых лепестков -17 дБ В этом устройстве иаблюдается сдвиг велнчиной 30 Å между центральными длинами волн TE и TM мод, обусловленный двулучепреломлением С помощью погруженной решетки н $p-n$ перехода можно добиться электрооптической настройки такого устройства Прикладывая напряженне, можио управлять эффективным показателем преломления волновода и таким образом измеиять центральную длнну волны фильтра

6.4. ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ МОДУЛЯТОРОВ

6.4.1. Электрооптический эффект в полупроводииках типа $A^{III}B^{V}$

В данном разделе кратко рассмотрены основы теории электрооптических модуляторов на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$ Теоретические аспекты работы конкретных структур (например, переключателя на направленных ответвителях, модулятора Маха—Цендера) мы рассмотрели в гл 4 Фазовая модуляция в полупроводниковых волноводных устройствах обусловлена в основном линейным электрооптическнм эффектом Представляющие интерес материалы типа $A^{III}B^{V}$ относятся к точечной группе симметрии $\bar{4}3m$ и, следовательно, у них единственный отличиый от нуля электрооптическнй коэффицнент r_{41} Полезно рассмотреть сначала эллипсоид показателей преломления материалов группы $\bar{4}3m$ в случае, когда электрическое поле приложено вдоль главных кристаллогра-

фических осей [6 137]

Следуя общепринятым методам, нетрудно показать, что для электрического поля, приложенного вдоль направления [001] (т е когда $E = E_z$), главными осями индикатрисы являются [001], [110] и [$\bar{1}$10], причем

$$n_{x'} = n_0 - \Delta n \ [110],$$

$$n_{y'} = n_0 + \Delta n \ [\bar{1}10],$$

$$n_{z'} = n_0 \ [001], \qquad (6.4.1)$$

как показано на рис.6.39,*а* и *б*.

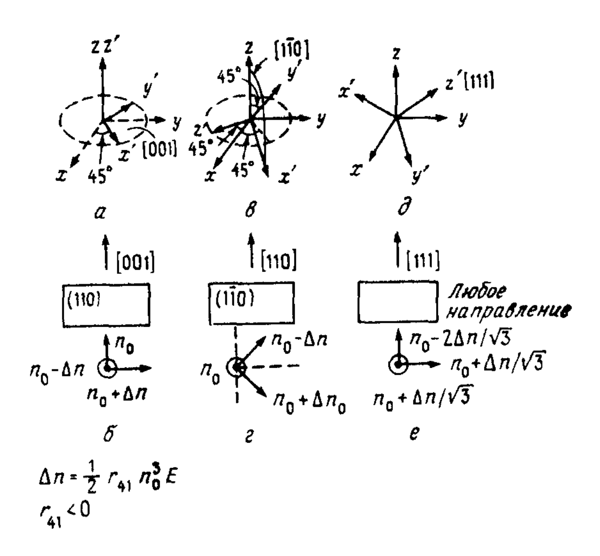


Рис.6.39. Электрооптический эффект в кристаллах типа цинковой обманки [6 137] Электрическое поле приложено в следующих направлениях [001] (*а*, *б*), [110] (*в*, *г*), [111] (*д*, *е*)

Для полей, приложенных вдоль направления [110] (т е , когда $E_x = E_y = E/\sqrt{2}$), главные оси записываются следующим образом.

$$n_{x'} = n_0 + \Delta n \; [11\sqrt{2}\,],$$

$$n_{y'} = n_0 \quad \Delta n \; [11\sqrt{2}\,],$$

$$n_{z'} = n_0 \; [1\bar{1}0], \qquad (6\ 4\ 2)$$

как показано на рис 6 39,*в* и *г*

Аналогичным образом находнм, что в случае, когда электрическое поле прнложено вдоль направлення [111] ($E_x = E_y = E_z = E/\sqrt{3}$), три главные оси параллельны направлению [111], это же справедливо для любой пары направлений в плоскостн (111), удовлетворяющих правилу правой руки Например,

$$n_{x'} = n_0 + \Delta n/\sqrt{3} \quad [1\bar{1}0],$$

$$n_{y'} = n_0 + \Delta n/\sqrt{3} \quad [11\bar{2}],$$

$$n_{z'} = n_0 - 2\Delta n/\sqrt{3} \quad [111], \qquad (6\ 4\ 3)$$

как показаио на рис 6 39,*д* н *е* Во всех случаях n_0—объемный показатель преломления и $\Delta n = n_0^3 r_{41} E/2$ Следует заметить, что для выбранных направлеиий кристаллографических осей в случае, когда волновод выполнен из материала *n* тнпа, а верхний управляющий электрод—из матернала *p* типа или представляет собой контакт Шотки, обратное смещение дает положительное зиачение *E* Поскольку у материалов $A^{III}B^{V}$ значенне r_{41} отрицательно, Δn является обычно отрицательной величиной

Приведенные выше решения позволяют осуществить целый ряд конструкций модуляторов, мы рассмотрнм все упомянутые ориентации поля Направление [100] является предпочтительным направлением эпитаксиального роста, оно также хорошо подходит для использования электрооптнческого эффекта В случае электрического поля, ориентированного в направлении [001], имеет место модуляцня только ТЕ поляризованных входных сигналов, поэтому в образцах с торцевыми гранями (110) или ($\bar{1}10$) модуляция ТМ волн отсутствует В частности, если свет ТЕ поляризации падает на поверхность скола ($\bar{1}10$) (т е оптическое поле распространяется вдоль [110]), то при обратном смещеиин, при-

ложением к волноводу из материала n типа, фазовая модуляция сопровождается усилением ограничения поля оптической волны В литературе много путаницы в отношении направлений [110] и [$\bar{1}$10] Надежный способ гарантировать усиление оптического ограничения в волноводах из материала n типа—это ориентировать образец таким образом, чтобы свет распространялся в направлении, для которого гребневый волновод, изготовленный с помощью избирательного влажного химического травления, имеет трапецеидальный профиль поперечного сечения, показанный на рис 6 26,*а* [6 88]

В случае когда электрическое поле приложено в направлении [110] и торцевые грани лежат в плоскостях (110), главные оси эллипсоида показателя преломления расположены под углом 45° к направлениям ТЕ и ТМ поляризаций, в результате чего возникает вращение поляризации линейно поляризованного на входе света Если подложки ориентированы в плоскости (111), а электрические поля направлены вдоль [111], то две главные оси эллипсоида показателей преломления компланарны волноводу, и в этом случае опять возможна чистая фазовая модуляция Однако теперь электрическое поле действует как на ТЕ, так и на ТМ моды Поле в направлении [111] может также возбуждаться электродами, расположенными вдоль граней (111), которые вытравлены или выращены на поверхности (110), или может быть обусловлено краевыми эффектами

В табл 6 1 на основе литературных данных приведены характерные значения электрооптических коэффициентов r_{41} некоторых полупроводников точечной группы симметрии $\bar{4}3m$ при $\lambda \approx 1$ мкм

Таблица 6 1 Электрооптические коэффициенты

Материал	$r_{41}(\lambda \sim 1$ мкм), 10^{-10}см/В	n
GaAs	−1,4	3,43
InP	−1,4	3,3
CdTe	−4,5	2,84

6.4.2. Конструкции модулятора

Большинство электрооптических модуляторов, о которых до настоящего времени сообщалось, были изготовлены на подложках с ориентаци-

ей (100) Использовались различные типы волноводов, на которые электрическое смещенне подавалось с помощью $p-n$ переходов, барьеров Шотки и МОП структур Прежде чем рассматривать конкретные конструкции полезно обсудить требования к характеристикам модуляторов и оценить возможности их достижения Важными критериями при оценке работы модулятора являются управляющая мощность, ширина диапазона рабочих частот и вносимые модулятором потери Очевидно, что требования к различным характеристикам модулятора будут зависеть от области, в которой он используется Одним из критериев качества, который можно перенести из техники объемных модуляторов, где вносимые потери представляют значительно меньшую проблему, является управляющая мощность на единицу рабочей полосы частот ($P/\Delta f$) Мы будем рассматривать случай модулятора с сосредоточенными параметрами, который представляет чисто емкостное сопротивление для 50 омного источника с 50 омной нагрузкой В эквивалентной схеме необходимо предусмотреть последовательное включение сопротивления и индуктивности обусловленных наличием управляющих электродов и монтажных цепей как это сделано при моделировании частотной характеристики модуляторов гигагерцевого диапазона на $LiNbO_3$ [6 138] Соответствующая эквивалентная схема показана на рис 6 40 При низких частотах, в области которых индуктивным сопротивлением можно пренебречь, получено $P/\Delta f = \pi CV^2$, где C — емкость модулятора Если не применять 50 омную нагрузку ($R_{нагр} = \infty$), то мощность P уменьшается в 4 раза, но одновременно в 2 раза сужается и полоса рабочих частот по уровню 3 дБ (т е $P/\Delta f$ уменьшается вдвое)

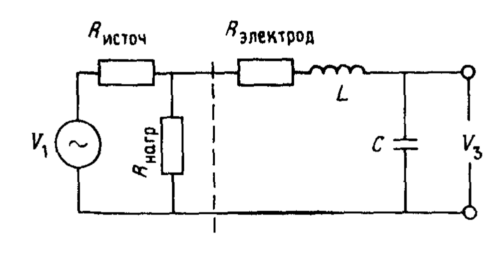


Рис. 6.40. Эквивалентная схема модулятора с сосредоточенными параметрами

Если мы рассмотрим гребневый волновод со структурой $p^+-n^--n^+$, показанный на рис 6 27, *а*, то увидим, что емкость равна $\varepsilon A/d$, где A — площадь электрода, d — ширина запирающего слоя и ε — диэлектрическая проницаемость Для смещения пробоя величина d представляет со-

бой толщину n слоя Значение емкости C можио вычислить более точно с помощью известиых формул физики полупроводников (см, например, [6 139]), в которых учитываются частичное обедненне, гетеропереходы, плавные переходы и т д

Напряжение, необходимое для того, чтобы обеспечить заданный уровеиь модуляции, можио найти, вычисляя эффективное изменение показателя преломлеиия через интеграл перекрытия оптического и электрического полей

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} \frac{\iint dx\, dy E |\mathcal{E}|^2}{\iint dx\, dy |\mathcal{E}|^2}, \qquad (6\,4\,4)$$

где $\mathcal{E}$ — поле оптической волны и E — электрическое поле Для простого случая напряжения пробоя и сильного оптического ограничения в структуре, показанной на рис 6 27,*а*, имеем $E = V/d$ и $\Delta n = n_0^3 r_{41} V/2d$ Максимальная велнчина напряжения ограничена, как правило, напряженностью поля, прн которой разрушается переход Поэтому, если работать при таких полях (разумеется, при необходимом запасе надежности), то можио достичь минимальной управляющей мощности, при условии что величина d нмеет наименьшее возможное значение Однако, как будет показано ниже, величину d нельзя сделать произвольно малой по причинам, связанным с ограничением оптнческой моды и с вносимыми потерями

Еще один эффект, вызывающий фазовую модуляцию, — это обеднение свободными носителями волноводной области под воздействием обратного смещения, в результате чего изменяются велнчина вклада свободных носителей в показатель преломления, что обсуждалось выше, а также эффективная ширина волновода Данный эффект нмеет место как в гетеропереходах, так и в гомоструктурах с сильнолегнрованными покровными слоями Таким образом, в волноводном слое, который не полностью обедняется при нулевом смещении, фазовая модуляция будет обусловлена комбинацией эффекта обеднения свободными носителями и линейного электрооптического эффекта, что приведет к нелинейной зависимости фазы от управляющего напряжения Модуляционную характеристику для любой структуры слоев можно рассчитать, используя известиые уравнения физики полупроводниковых переходов, модовые характеристики волновода и приведенные выше интегралы перекрытия

Вносимые модулятором потери могут рассматриваться как простые потери на передачу данного устройства или их можно учитывать как часть полных потерь одномодовой волоконной системы с модулятором

Второй подход более адекватен большинству применений и указывает на необходимость иметь такое поперечное сечение оптической моды модулятора, которое обеспечивает хорошее перекрытие с профилем моды волокна Можно было бы сконструировать фазовый модулятор большой длины на гетеропереходе с волноводом шириной в несколько десятых микрометра с прекрасной модуляционной характеристикой, однако такое устройство имело бы плохие характеристики стыковки с волокном и, возможно, высокую емкость

Проведенное выше рассмотрение не в полной мере учитывает требования к волноводным изгибам Структуры, которые необходимы для сильного ограничения оптической моды и высокой эффективности модуляции, могут также обеспечивать получение изгибов с низкими, менее 1 $см^{-1}$ потерями Однако опять размеры волновода и ограниченной моды получаются недостаточными для оптимальной стыковки с оптическим волокном

Мы не имеем данных о результатах стыковки модулятора с волокном Тем не менее стыковка пассивных волноводов с волокнами показывает, что могут быть достигнуты эффективности передачи порядка 70% (потери 1,5 дБ) для волноводов с типичными значениями толщины 4 мкм и ширины 7 мкм [6 87, 6 140]

В качестве примера на рис 6 41 представлены зависимости удель-

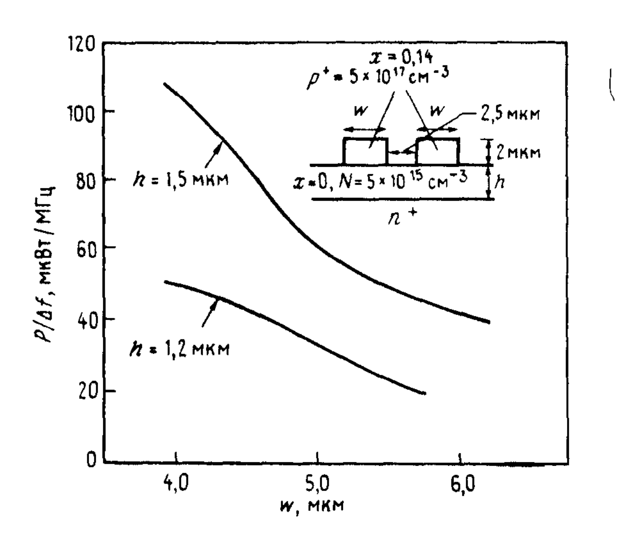


Рис. 6.41. Расчетные кривые зависимости удельной мощности $P/\Delta f$ оптического переключателя (глубина модуляции 100%) от ширины w волноводов [6 116]

ной мощности переключения $P/\Delta f$ от ширины волновода для оптического переключателя, в осиову которого положен направлениый ответвитель со структурой $p^+ - n - n^+$ AlGaAs/GaAs [6 116] В таком устройстве [см разд 4 3 1 и выражение (6 1 9)] наведенное изменение показателей преломления волноводов вызывает переключение света Кривые демонстрируют также зависимость величины управляющей мощности от толщины волиоводов

6.4.3. Спектральный аналнз модулированиых оптических сигиалов

Поскольку волноводные модуляторы могут иметь много аналоговых применений (например, сдвиг оптической частоты сигналами СВЧ диапазона), полезно знать области частот, занимаемые модулированными сигналами В данном разделе мы приведем соответствуюшие выражения как для фазовых модуляторов, так и для модуляторов интенсивности В случае фазовой модуляции синусондальное РЧ напряжение $\phi_r \sin \omega_r t$ приводит к появлению на выходе модулятора сигнала, который может быть выражен через функции Бесселя первого рода J_k

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} J_0(\phi_r) \cos \omega t +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(\phi_r)[\cos(\omega - 2k\omega_r)t + \cos(\omega + 2k\omega_r)t] +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k-1}(\phi_r)\{\sin[\omega - (2k - 1)\omega_r]t +$$

$$+ \sin[\omega + (2k - 1)\omega_r]t\}, \qquad (6\ 4\ 5)$$

здесь ω—оптическая угловая частота

Анализ данного выражения показывает существование пар верхних и нижних боковых полос и, как видио из рис 6 42, позволяет сделать вывод о том, что при $\phi_r < 1$ боковые полосы высших порядков сильно подавлеиы, а мощность несущей уменьшается с увеличением глубины модуляции Из рисунка видно, что можно достичь 10%-ной эффективности преобразоваиия в основные боковые полосы при пренебрежимо малой мощности боковых полос высших порядков

Проведенный аналогичным образом анализ модулятора на базе интерферометра Маха—Цендера с двухтактным управлением синусоидальным

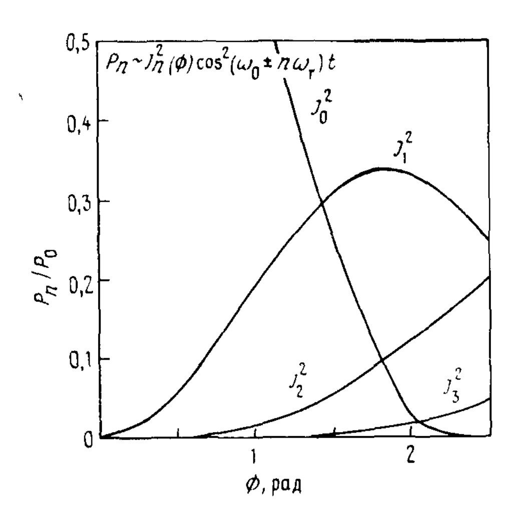


Рис 6 42. Зависимость нормированной мощности P_n/P_0 составляющих боковых полос фазового модулятора от индекса модуляции ϕ

сигналом показывает, что при наличии в одном из плеч постоянного фазового сдвига ϕ_0 его можно рассматривать как идеальное устройство Электрическое поле оптической волны на выходе такого модулятора имеет вид

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{\sin(\omega t + \phi_0)\left[J_0(\phi_r/2) + 2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k J_{2k}(\phi_r/2)\cos 2k\omega_r t\right] + \right.$$

$$\left. + \cos(\omega t + \phi_0)\left\{2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k J_{2k+1}(\phi_r/2)\cos[(2k+1)\omega_r t\right\}\right] +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sin \omega t\left[J_0(\phi_r/2) + 2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k J_{2k}(\phi_r/2)\cos 2k\omega_r t\right] \cdot\right.$$

$$\left. - \cos \omega t\left[2\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k J_{2k+1}(\phi_r/2)\cos(2k+1)\omega_r t\right]\right] \qquad (6\ 4\ 6)$$

Данное выражение подробно анализировалось **для модул**итора из

$LiNbO_3$ [6 141], и для того, чтобы выявить пары боковых полос, его можно представить в форме, аналогичной выражению (6 4 5) На рис 6 43 представлены типичные зависимости эффективности преобразования в боковые полосы от глубины модуляции для случая, когда возможна модуляция света только одной поляризации [как в (100) GaAs] Легко видеть, что при $\phi = 1{,}8$ рад мощность верхней и нижней боковых полос достигает максимального значения, при этом подавлены несущая частота и все боковые полосы четных порядков Используя два таких модулятора при соответствующих смещениях фаз, можно построить однополосный модулятор с подавлением несущей Подобная структура была изготовлена на основе $LiNbO_3$ [6 142, 6 143], однако об использовании для этой цели полупроводников пока не сообщалось

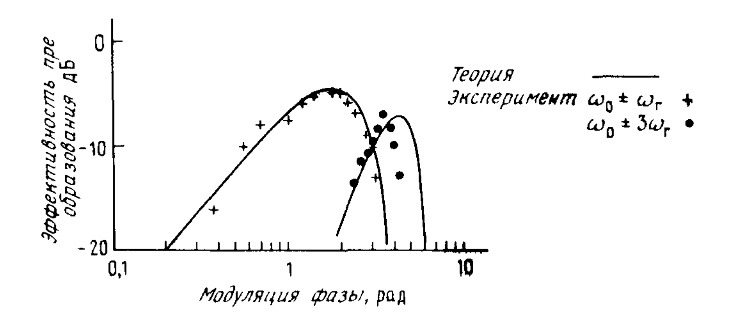


Рис.6.43. Зависимости эффективности преобразования в боковые полосы от индекса модуляции в фазовом модуляторе на базе интерферометра Маха–Цендера из $LiNbO_3$ [6 143]

Другой способ получения однополосной модуляции с подавлением несущей в кристалле группы 43m основан на использовании управляющего СВЧ сигнала, который распространяется в направлении [111] [6 144] Если бы такую структуру бегущей волны можно было построить в волноводном варианте (например, распространение в направлении [111] на поверхности (110) кристалла), то она нашла бы многочисленные применения в силу присущей ей 100%-ной эффективности преобразования Были продемонстрированы устройства в массивных образцах CdTe [6 145] однако в волноводном варианте имеются трудности с генерацией волноводных полей круговой поляризации и с получением необходимого направления роста Возможное поперечное сечение такого модулятора в котором использованы погруженный волновод на основе выращенной те

гетероструктуры и компланарные полосковые линии, изображено на рис 6 44 В подобных волноводных структурах максимальная эффективность преобразования ограничивается остаточным двулучепреломлением [6 146]

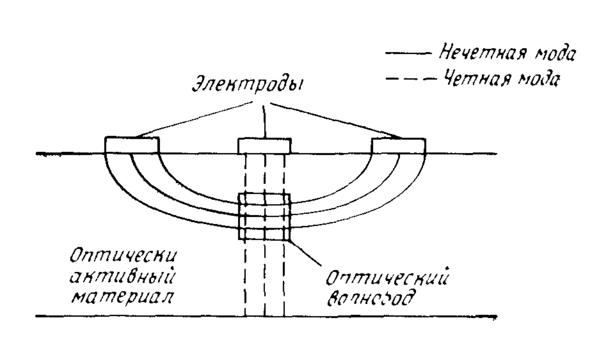


Рис.6.44. Предполагаемая структура однополосного модулятора с подавлением несущей на основе заращенной гетероструктуры

6 4.4. Фазовые модуляторы бегущей волны

Основная часть разд 6 4 2 посвящена обычным одномодовым фазовым модуляторам, работающим как элементы с сосредоточенными параметрами Концептуально привлекательными представляются структуры с бегущей волной, так как они имеют хорошее согласование между диэлектрическими проницаемостями оптического и СВЧ диапазонов в полупроводниках типа $A^{III}B^{V}$ и позволяют реализовать широкую полосу рабочих частот Эффективная ширина полосы ν модулятора бегущей волны длиной l дается известным выражением

$$\nu = \frac{c}{4nl(1 - n_m/n)} \qquad (6\,4\,7)$$

Здесь n — показатель преломления полупроводника на оптической длине волны, а n_m — эффективная диэлектрическая проницаемость в микроволновом диапазоне Легко видеть преимущество хорошего согласования указанных параметров Для компланарных линий $n_m^2 = (1 + \varepsilon_s)/2$, что равно среднему значению диэлектрических проницаемостей воздуха и полупроводника Можно видеть, что присутствие воздуха или окружаю

щего полупроводник диэлектрика (с ε < 3,5) резко ухудшает согласование диэлектрических проницаемостей и приводит к рассогласованию скоростей оптической и СВЧ волн Все же в рассматриваемых полупроводниках это рассогласование втрое меньше, чем у $LiNbO_3$ Однако известны многочисленные конструкции, в которых с целью получения синхронизма скоростей применяют электроды, погруженные в материал $A^{III}B^{V}$ Лучшее согласование скоростей могли бы потенциально обеспечить квазиполосковые линии бегущей волны, в которых применяются структуры $p^+-n^--n^+$ или барьер Шотки n^--n^+ Однако эффекты замедления волн [6 147], обусловленные потерями в СВЧ диапазоне в n^+ подложке, необходимо свести к минимуму посредством изготовления n^+ (и p^+) слоев по возможности наиболее тонкими, иначе максимально достижимая полоса частот может оказаться меньшей, чем в случае $LiNbO_3$ Недавно сообщалось о создании модулятора на частоте 20 ГГц, в котором были использованы компланарные полосковые линии на гребневых волноводах на основе нелегированной структуры GaAs/GaAlAs [6 148] Имеется также сообщение о модуляторах бегущей волны на плоских волноводах для сдвига частоты в диапазоне 10,6 мкм [6 149] (оба этих устройства рассматриваются в разд 6 5)

6.4.5. Связь между ТЕ и ТМ модами

Если волновод выполнен на поверхности (110) подложки, свет распространяется в направлении $[1\bar{1}0]$, а управляющее электрическое поле параллельно направлению [110], то две главные оси эллипсоида показателей преломления наклонены под углами ±45° к плоскости волновода (см рис 6 39, *г*) В этом случае за счет электрооптического эффекта не только изменяются фазы волноводных мод (которые теперь уже не являются чистыми ТЕ и ТМ модами даже в плоском волноводе), но и вращается плоскость их поляризации Вследствие этого ТЕ и ТМ моды невозмущенного волновода оказываются эффективно связанными друг с другом

В случае когда в направлении [110] приложено электрическое поле, нормальные ортогональные моды даже плоского волновода нельзя более считать чистыми ТЕ или ТМ модами [6 52] Главные составляющие электрического поля этих новых мод направлены под углом θ к электрическому полю ТЕ- и ТМ-мод невозмущенного волновода, как показано на рис 6 45 Угол θ всегда меньше 45°, т е угла, под которым главная ось эллипсоида показателей преломления наклонена к плоскости

волновода Одна из мод с амплитудой $\mathcal{E}_1$ имеет постоянную распространения β_1, которая обычно больше постоянной распространения β_{TE} невозмущенной TE моды, а у другой моды с амплитудой $\mathcal{E}_2$ постоянная распространения β_2 меньше постоянной распространения β_{TM} невозмущенной TM моды Падающая на вход TE волна будет возбуждать обе нормальные моды возмущенного внешним электрическим полем волновода, причем отношение амплитуд этих мод $\mathcal{E}_1/\mathcal{E}_2 \approx \operatorname{ctg}\theta$ На расстоянии, равном длине связи L_c, где $L_c = \pi/(\beta_1 - \beta_2)$, нормальные моды окажутся в противофазе и в выходном невозмущенном волноводе будут возбуждать как TE, так н TM моду Коэффициент преобразования TE в TM моду (и наоборот) приблизительно равен $(\sin 2\theta)^2$ В случае сильных электрических полей $\theta \approx 45°$, $(\beta_1 - \beta_2) \gg (\beta_{TE} - \beta_{TM})$ и волноводная система начинает вести себя подобно массивному кристаллическому образцу

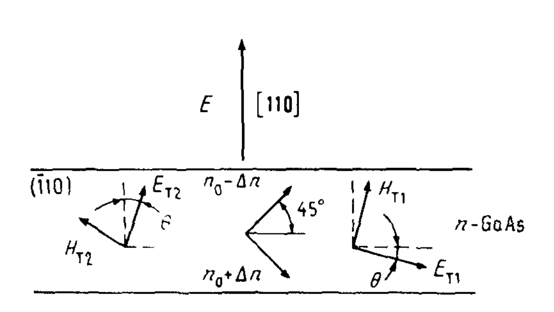


Рис. 6.45. Воздействие управляющего электрического поля, приложенного в направлении [110], на поляризацию мод плоского волновода на поверхности (110)

Поскольку трудно выполнить расчет нормальных мод анизотропных волноводов, рассмотрение преобразования мод этого типа обычно проводят на основе теории связанных волн Для волновода, расположенного в плоскости (110), с приложенным к нему электрическим полем коэффициент связи между TE и TM модами вычисляется из возмущения поляризации, вызываемого электрическим полем Поскольку TE и TM моды несинхронны, т е $\beta_{TE} > \beta_{TM}$, для получения большого коэффициента преобразования TE моды в TM моду (или наоборот) коэффициент связи K должен быть больше, чем β_{TE} β_{TM} Это эквивалентно случаю, когда

$\theta \approx 45°$ и задачу можно решать, используя нормальные моды возмущенной системы

6.4.6. Волноводные модуляторы инфракрасного диапазона; масштабирование по длине волны

Рассмотренные выше результаты относятся к полупроводникам типа $A^{III}B^{V}$, используемым в диапазоне длин волн 1 мкм Еще один представляющий интерес диапазон — средний ИК (3—12 мкм) в котором прозрачны такие материалы, как нелегированный GaAs и CdTe В принципе можно изготавливать электрооптические модуляторы рассмотренных выше типов, пересчитывая их размеры в соответствующем масштабе (т е выражая размеры волновода в длинах волн) Такие модуляторы требуют существенно более высоких управляющих напряжений, чем структуры для длины волны 1 мкм Пересчет размеров волновода с учетом зависимости линейного электрооптического эффекта от длины волны показывает, что при сравнимой длине управляющих электродов $V \sim \lambda^2$ Таким образом, если к модулятору длиной 2 см, работающему при $\lambda = 1$ мкм, необходимо приложить полуволновое напряжение $V_\pi \sim 2$ В, то к аналогичному модулятору диапазона 10 мкм придется приложить 200 В Для некоторых применений в ИК-диапазоне сдвиг волны на π радиан не требуется тогда проведенную выше оценку можно скорректировать в сторону уменьшения

В инфракрасной области должно учитываться поглощение свободными носителями, пропорциональное $N\lambda^3$, где N — концентрация примесей В случае $\lambda = 10{,}6$ мкм необходимо использовать высокорезистивные материалы ($N < 10^{12}$ см$^{-3}$) для того, чтобы коэффициент поглощения α не выходил за пределы порядка 1 дБ/см

6.4.7. Модуляция с использованием эффекта электропоглощения

Электропоглощение, или эффект Франца—Келдыша, — это вызываемое приложенным электрическим полем поглощение света вблизи края полосы поглощения полупроводника На рис 6 46 показано семейство кривых поглощения, зависящих от напряженности электрического поля как параметра [6 150] Электропоглощение зависит от эффективной массы m^* носителей и разности E_G $\hbar\omega$ между шириной запрещенной зоны и энергией фотонов Эти кривые можно построить как зависимости от разности энергий и длины волны Можно заметить, что кривые для GaAs и GaInAsP ведут себя аналогичным образом

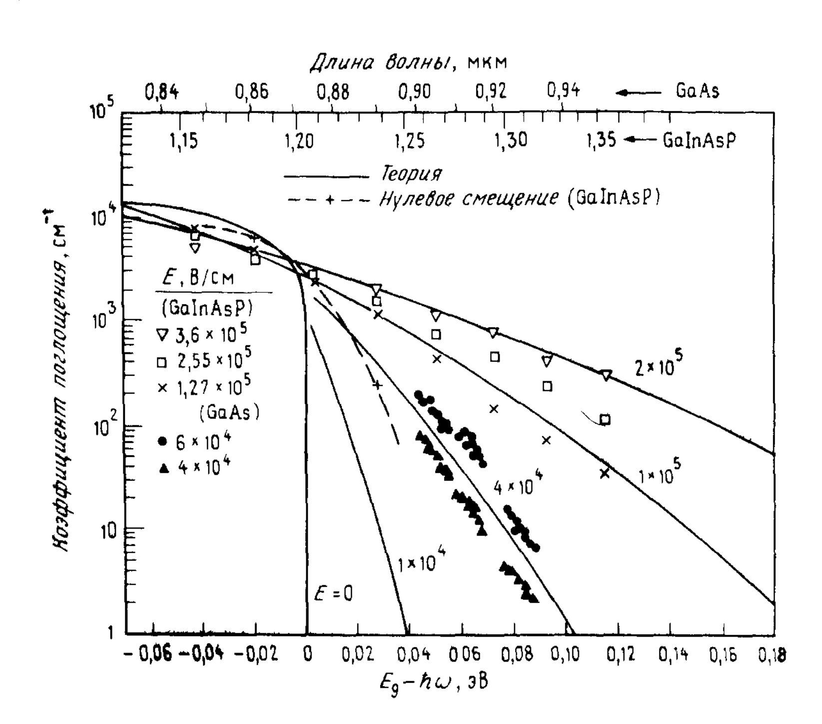


Рис. 6.46. Электропоглощение в GaAs и GaInAsP

Выполняя расчет различных вариантов оптических модуляторов, стоит отметить различия между модуляторами, в которых используется электропоглощение, и модуляторами, основанными на электрооптическом эффекте Прежде всего в отличие от электрооптических модуляторов в модуляторах с электропоглощением имеется фототок, который может создавать трудности, связанные с рассеиванием тепла Эта проблема становится особенно важной применительно к устройствам высокой мощности распространяющихся сигналов Чтобы достичь эффективной модуляции, необходимо работать вблизи края полосы поглощения полупроводника Это может приводить к большим внутренним потерям, если речь не идет об устройствах малой длины, которые рассматриваются в разд 6 5 5

Электропоглощение приводит и к другим волноводным эффектам Во-первых, с увеличением поглощения в соответствии с соотношениями Крамерса—Кронига происходит изменение показателя преломления Оно проявляет себя в виде квадратичного электрооптического эффекта и

вызывает также паразитную частотную модуляцию Во-вторых, наблюдается дихроичность электропоглощения, которая состоит в том, что ТМ-моды ослабляются сильнее, чем ТЕ-моды Эти явления также рассматриваются в разд 6 5 5, где обобщаются результаты экспериментальных исследований

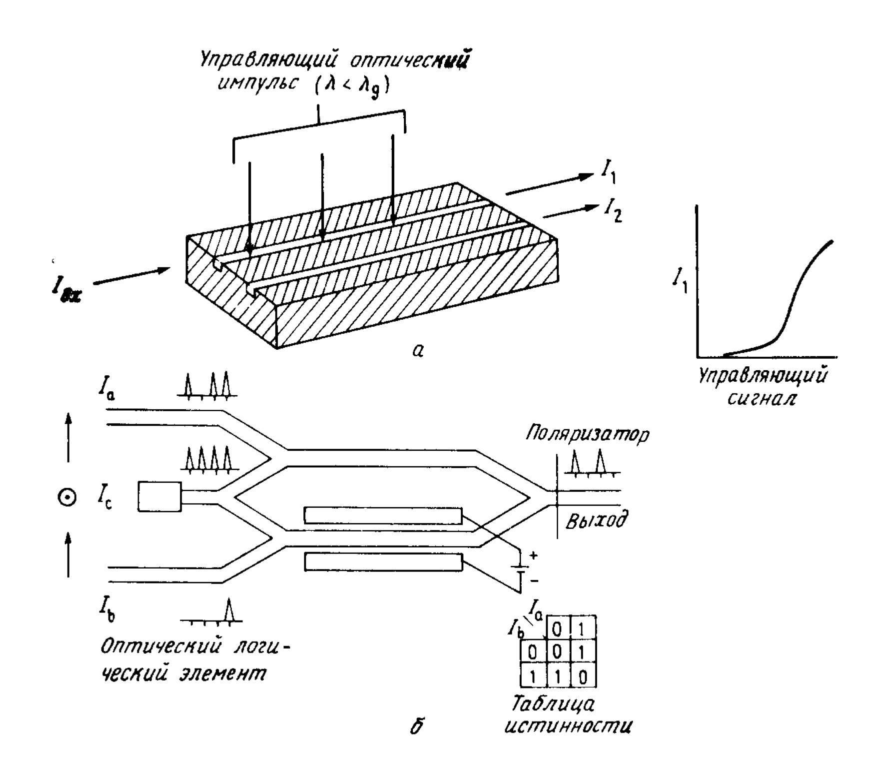
6.4.8. Модулятор с инжекцией носителей

Еще один тип модуляторов, над которым ведется работа, — это модуляторы с инжекцией носителей В своей основе такие устройства обычно имеют оптический Х-переключатель (разд 4 3 3), в котором можно управлять интерференцией распространяющихся мод, инжектируя носители в область пересечения волноводов Инжектированные свободные носители могут уменьшать показатель преломления в большей степени, чем это достигается с помощью электрооптического эффекта, если используются токи инжекции порядка десятков миллиампер Этот тип устройства был продемонстрирован в виде структуры на $p-i-n$-переходе [6 151], кроме того, это устройство было предложено в конфигурации биполярного транзистора, чтобы уменьшить время переключения до субнаносекундного уровня [6 152]

6.4.9. Волноводный модулятор на основе оптической нелинейности

Полупроводниковые волноводы представляют замечательную возможность управления светом с помощью света и таким образом позволяют осуществить полностью оптические модуляторы и переключатели Физические основы работы таких устройств подробно рассмотрены в работе [6 153] В данном же разделе мы рассмотрим их применения

На рис 6 47 представлены схематически некоторые возможные подходы к созданию этих модуляторов На рис 6 47,*а* используется световой импульс, который приводит к генерации электронно-дырочной плазмы Благодаря этому уменьшается эффективный показатель преломления (точнее, его часть, обусловленная вкладом свободных носителей), что в свою очередь приводит к фазовой модуляции распространяющегося света Несмотря на то что привлекательной особенностью такого устройства является нормальное падение управляющего света, мощность, необходимая для того, чтобы вызвать значительную модуляцию (π рад) направленного ответвителя или интерферометра, оказывается больше той, которая обычно обеспечивается лазерными диодами Однако такой подход может оказаться полезным в менее ограниченных по свету структурах, например в модуляторах с отсечкой



I_b \ I_a	0	1
0	0	1
1	1	0

Рис. 6.47. Возможные подходы к осуществлению полностью оптической модуляции, основанные на использовании фотоиндуцированной электронно-дырочной плазмы (*а*) и кубической оптической нелинейности (*б*)

Исследуется также возможность применения с целью переключения света кубической оптической иелинейности (т е такой, при которой $\Delta n = n_2 I$, где I — интенсивность света) На рис 6 47,*б* показано схематически, каким образом можно использовать свет двух различных поляризаций для управления интерферометром с тремя входами, работающим как элемент исключающего ИЛИ Такое устройство было выполнено на основе $LiNbO_3$ [6 154] Для подобных примеиений желательно, чтобы нелинейность включалась с очень большой скоростью Однако для большинства материалов — и с этим ничего не поделать — нелинейное качество $n_2/\alpha\tau$ является постоянной величиной в пределах 10 Здесь α — коэффициент поглощения и τ — время отклика (выключения) нелиней-

ности Отсюда следует, что высокое быстродействие и необходимое низкое поглощение сопровождаются относительно малым значением n_2 Это, разумеется, относится к $LiNbO_3$ Для полупроводниковых материалов, таких, как некоторые структуры с квантовыми ямами, можно достичь больших значений n_2 в диапазонах длин волн, где в соответствии с соотношениями Крамерса—Кронига присутствует также сильное поглощение Данное обстоятельство может ограничивать длину распространения, что является недостатком волноводных структур, имеющих протяженность на многие миллиметры (Для таких протяженных структур желательно иметь $\alpha \leq 4$ дБ/см, чтобы общие вносимые потери находились на допустимом уровне) Поглощение вызывает также выделение тепла, поэтому становятся заметными медленные (по отношению к электронным) тепловые нелинейности, которые могут ограничивать скорость отклика и величину переходного ослабления быстродействующих оптических переключателей Эти специфические требования обусловили поиск специальных материалов К наиболее многообещающим полупроводниковым материалам, в которых было продемонстрировано волноводное распространение, относятся легированные полупроводниками стекла и структуры с квантовыми ямами на основе GaAs/GaAlAs

6.5. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДНЫЕ МОДУЛЯТОРЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

6.5.1. Фазовые модуляторы

Здесь мы дадим краткий обзор результатов, полученных для фазовых модуляторов Прежде всего рассмотрим устройства на основе GaAs/ /GaAlAs, а затем обсудим последние результаты для систем на GaAsInP

В первом сообщении о волноводной модуляции речь шла об обратносмещенном диоде GaP [6 155] Затем в 1964 г было показано, что наблюдавшаяся при этом модуляция была обусловлена линейным электрооптическим эффектом [6 156] В планарной структуре GaAs/GaAlAs была получена фазовая модуляция на основе линейного электрооптического эффекта, характеризуемая величиной 18°/(В·мм)

В литературе имеются сообщения о большом числе устройств, и мы подведем итоги по некоторым из полученных за последнее время результатам В работе [6 94] описывается структура p^+-n-n^+-InP, аналогичная показанной на рис 6 28,*а*, с волноводами высотой 3,5 мкм и шириной 5 мкм В эксперименте при использовавшихся напряжениях и

уровнях легирования полного обеднения не достигалось и устройство характеризовалось значением сдвига фазы величиной 1,5°/(В·мм) на длине волны 1,3 мкм Полная передаточная характеристика данного устройства представлена на рис 6 48 В аналогичном волноводе из четверного соединения было получено изменение фазы 8°/(В·мм) [6 157] (Как ранее отмечалось, описание характеристик данных модуляторов в единицах сдвиг фазы/вольт не является необходимым критерием качества, а характеризует в большей степени эффективную ширину обедненного слоя) Для обоих этих устройств неидеальная синусоидальная передаточная характеристика явилась результатом зависимости ширины обедненного слоя от величины смещения

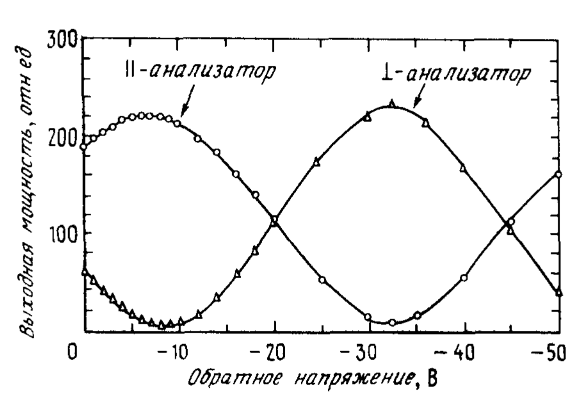


Рис.6.48. Передаточные характеристики волноводного фазового модулятора на основе InP [6 94]

Недавно были продемонстрированы фазовые модуляторы на основе гетероструктуры с волноводами субмикронной толщины, в которых при нулевом смещении не достигалось полного обеднения Такие устройства имеют очень высокие модуляционные характеристики [56°/(В·мм)] и хорошо подходят для объединения в интегральной схеме с лазерами [6 158] Имеются сообщения о модуляторах бегущей волны на гребневых волноводах Первоначально в устройствах использовалась гетероструктура GaAlAs/GaAs на n^+-подложке, и была получена полоса рабочих частот ~4 ГГц, что объяснялось зависимостью замедления волны от частоты [6 159] Аналогичные устройства, сформированные на полуизолирующей подложке, в которых была применена компланарная конфигурация электродов, имели полосу рабочих частот шириной 20 ГГц на длине волны 1,3 мкм [6 148].

В работе [6 149] описываются фазовые модуляторы бегущей волны на основе плоских волноводов в GaAs В этом случае модуляторы применялись для сдвига частоты лазера 10,6 мкм Плоские волноводы позволили при управлении большой оптической мощностью применить призменную связь, а также использовать широкие микрополосковые линии для уменьшения последовательного сопротивления Устройство, схематически показанное на рис 6 49, имело центральную частоту 13 ГГц и ширину полосы частот по уровню 3 дБ 10 ГГц Структура представляла собой утонченную (до 25 мкм) пластину высокорезистивного GaAs, в которой могли распространяться несколько оптических мод С помощью призмы связи возбуждалась только одна мода В данной структуре была получена эффективность преобразования мощности до 2% и имелась возможность управлять оптической мощностью порядка 10 Вт Как отмечалось в [6 149], устройство может быть оптимизировано и эффективность преобразования увеличена путем использования более тонких волноводных слоев с соответствующими высокорезистивными покровными слоями (например, ZnSe или AlGaAs с высоким сопротивлением)

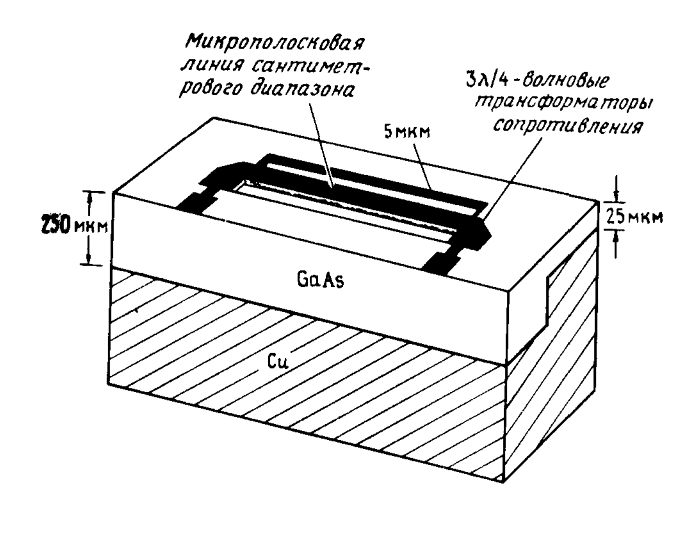


Рис.6.49. Схематическое представление фазового модулятора бегущей волны на основе GaAs для диапазона 10,6 мкм [6 149]

6.5.2. Оптические переключатели на основе направленного ответвителя

Как уже говорилось, направленный ответвитель можно сформировать, поместив два волновода рядом друг с другом Переключение достигается тем, что нарушают синхронизм, модулируя постоянную распространения одного из волноводов Эти переключатели рассчитываются по формулам (6 1 9) и рассматриваются в разд 3 2 6 и 4 3 1

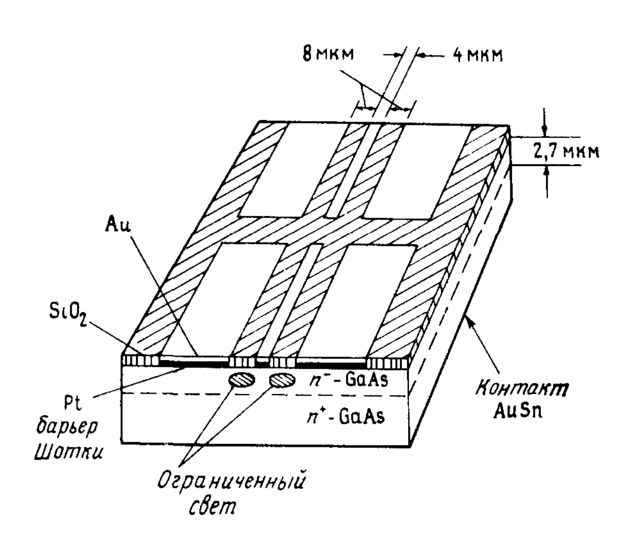


Рис. 6.50. Оптический переключатель **на основе Δβ-реверсивного направленного ответвителя** в GaAs [6 129]

Первоначально было продемонстрировано частичное переключение, полученное для пары связанных плоских волноводов [6 160] В первом переключателе на полосковых волноводах в GaAs, о котором имеются сообщения, были применены щелевые волноводы с металлическим покрытием Переключатель имел переходное ослабление 13 дБ, и для него требовалось управляющее напряжение 35 В [6 117] В других типах переключателей использовались гребневые структуры [6 128], волноводы с ограниченным каналом, полученные методом ионной имплантации [6 99], а также применялось ограничение света за счет фотоупругости [6 108] Первым устройством с высоким переходным ослаблением

[6 129] была щелевая структура с металлическим покрытием, в которой применялась $\Delta\beta$-реверсивная конфигурация электродов, показанная на рис 6 50 В этом случае на каждый электрод смещение подавалось независимо от других, вследствие чего было получено переходное ослабление 25 дБ

В таких переключателях наблюдается интересный эффект, связанный с кристаллографической ориентацией Передаточные характеристики устройств на канальных волноводах, в которых свет распространяется в направлениях [110] и $[\bar{1}10]$, показывают различные вносимые потери [6 99] При электрическом поле, направленном по оси [001], для одного из направлений распространения света оптическое ограничение уменьшается, что приводит к общему волноводному ослаблению, для другого направления распространения благодаря электрическому смещению мода ограничивается сильнее и ее ослабления не происходит (разд 6 4 1)

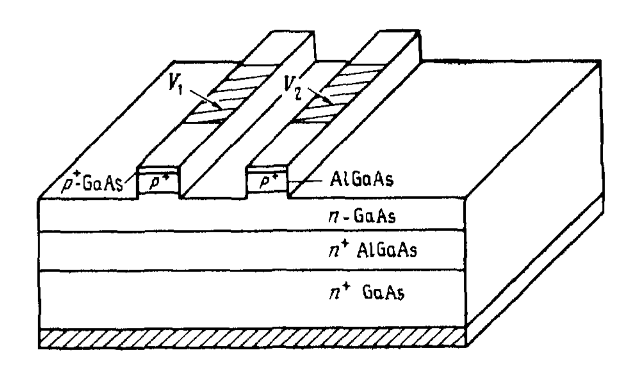


Рис. 6.51. Оптический переключатель на основе направленного ответвителя, выполненного в GaAs-гетероструктуре

Имеются также сведения об оптических переключателях на гребневых волноводах из GaAs, в которых управляющее электрическое поле прикладывается с помощью МОП-структур [6 161] и p^+-n-гетеропереходов [6 162] Поскольку длина периметра незащищенного перехода в таких гребневых структурах велика, в них трудно получить низкий ток утечки и высокое напряжение пробоя Наилучшие результаты были достигнуты в конструкции на гетеропереходах, показанной на рис 6 51

Эти устройства продемонстрировали полосу частот шириной 250 МГц Имеется также сообщенне о переключателях на гомопереходах $p^+ - n$ в InP [6 97]

Была нсследована зависимость характеристик переключателей на основе направленных ответвителей из GaAs от длины волны [6 114] На рис 6 34 показано нзмененне длины связи при фиксированной толщине эпитаксиального слоя Как и следовало ожидать, с увеличением длины волны возрастает велнчина напряжения, необходимого для работы переключателя, поскольку изменяются длина связи и эффективность электрооптического взаимодействия Аналогичные результаты получены для конструкции на гребневых волноводах [6 115]

6.5.3. Модуляторы, построенные по схеме интерферометра

Для переключения света в модуляторах, построенных по схеме интерферометра, требуется в $\sqrt{3}$ раз меньшее изменение постоянной распространения, чем в направленных ответвителях Данная особенность в сочетании с периодической зависимостью интенсивности света от управляющего напряжения делает интерферометрическую схему привлекательной для многих применений Теория таких модуляторов рассмотрена в разд 4 3 2 Для деления мощности в интерферометрических модуляторах на основе GaAs применялись как Y-разветвители [6 133], так и трехволноводные ответвители [6 122] Устройство этих пассивных элементов было описано выше Для схемы модулятора, показанной на рис 6 52, $V_\pi \approx 22$ В на длине волны 1,3 мкм Переходное ослабление было равно 18 дБ Эти устройства с сосредоточенными параметрами обладали также широкой равномерной частотной характеристикой На рис 6 53 представлены результаты [6 123] для случая модуляции малым сигналом Малосигнальная электрическая ширина полосы частот составляет 2,2 ГГц при соответствующей линейной оптической ширине полосы 3 ГГц Вносимые потери в таких структурах примерно на 2 дБ выше по сравнению с прямым волноводом той же длины Недавно сообщалось о том, что получена оптическая ширина полосы 5 ГГц с несколькими резонансами [6 133] В устройствах с сосредоточенными параметрами, по-видимому, могут быть достигнуты полосы шириной 10 ГГц

Был предложен способ минимизации управляющей мощности, состоящий в том, что переходы смещаются в обратном направлении к средней точке передаточной характеристики и используется двухтактная схема управления [6 122, 6 123] Это позволяет снизить мощность управляющего сигнала в 4 раза

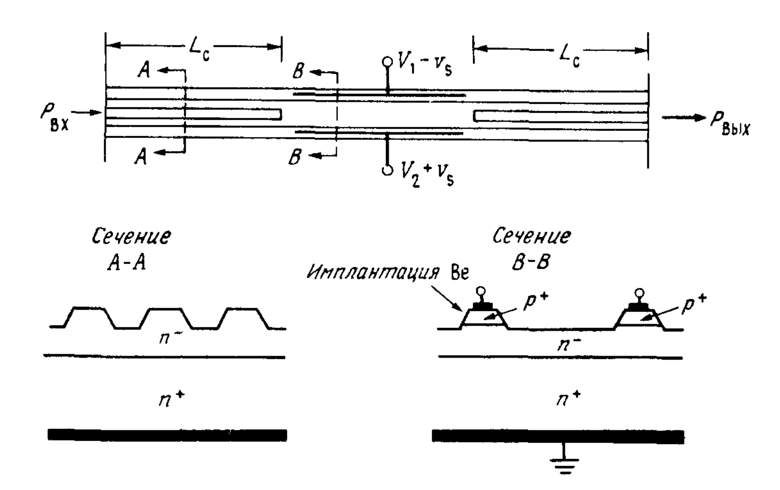


Рис.6.52. Устройство модулятора, построенного по схеме интерферометра на волноводах GaAs [6 122]

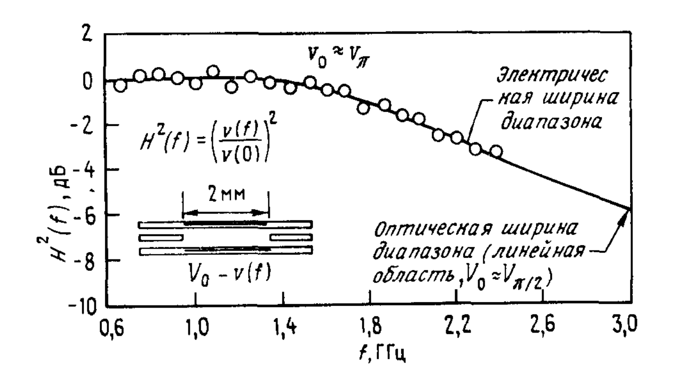


Рис.6.53. Малосигнальная частотная характеристика интерферометрического модулятора на основе GaAs (рис 6 52) [6 123]

6.5.4. Интеграция волноводов, оптоэлектронных и электронных приборов

Представляется заманчивым объединить лазеры и (или) фотоприемники с оптическими переключателями на единной полупроводниковой подложке На рис 6 54 показан единственный, о котором сообщалось, от-

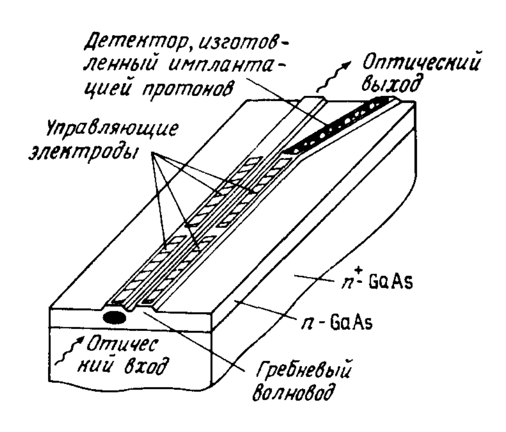


Рис. 6.54. Интегральная схема фотоприемника — направленного ответвителя на основе GaAs [6 163]

ветвитель — фотоприемник [6 163] Это устройство содержит обычный ответвитель гребневой конструкции со структурой барьер Шотки — n — n^+ и с переходным ослаблением 17 дБ Фотоприемник представляет собой обратносмещенный переход, который с целью повышения чувствительности в ближней ИК-области был подвергнут протонной бомбардировке (без отжига) Потенциальная частота релаксации фотоприемника составляла 1 ГГц, а квантовый выход — 23% на длине волны 1,06 мкм Вся структура рассматривалась как бистабильный переключатель, который получался соединением выхода приемника через нагрузку, и усилитель с электродами переключателя В первоначальных экспериментах значения времени и энергии переключения достигали соответственно 1 мкс и 1 нДж Была также продемонстрирована интеграция фотоприемника с плоским волноводом в структуре GaAs Первой демонстрацией [6 164] являлся фотодиод Шотки, сформированный в волноводной структуре GaAs с помощью селективной эпитаксии (рис 6 55) Данное устройство имело хорошие характеристики, однако из-за деформаций, связанных с рассогласованием кристаллических решеток, темновой ток оказался больше минимально достижимого Проводились исследования по интегральным

прнемнкам на основе фотопроводнмостн Интеграцню кремнневых фотопрнемных матриц (фотоднодных нлн на основе ПЗС-структур) н волноводов [6 111] мы уже рассматрнвалн в конце разд 6 3 1

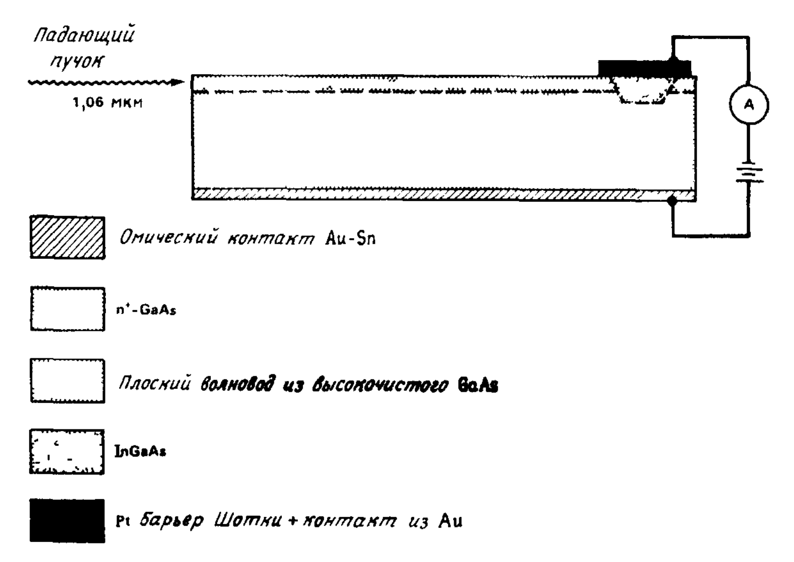


Рис. 6.55. Интегральные волновод GaInAs/GaAs и фотоприемннк [6 164]

Одной из первых работ по нnтеграцнн лазеров с волноводамн было нсследованне устройства нз GaAlAs/GaAs с гранямн, полученными химическнм травленнем, и волноводом из чнстого GaAs с низкнм коэффнциентом поглощення на длнне волны генерацин лазера [6 165] Более поздняя версня этого подхода на основе GaInAsP показана на рис 6 56 [6 166] Пороговые плотностн тока такнх лазеров составлялн 2—3 кА/см^2 Лазерный резонатор был образован двумя сколотыми гранямн кристалла Другой способ формнровання ннтегральной пары лазер—волновод включает в себя нспользованне двойной гетероструктуры и сужнвающейся областн [6 167] (рис 6 57), через которую свет попадает в волноводный слой с ннзкнмн потерямн Преимуществом данной структуры является потенцнальная возможность формнрования погруженных волноводов для расширенных оптнческих резонаторов В другой работе былн объединены лазеры н гребневые волноводы [6 168], и ожидается, что скоро удастся соедннить лазеры с оптнческнмн переключателямн Интеграция большого чнсла лазеров н волноводов рассматрнвается в разд 6 6

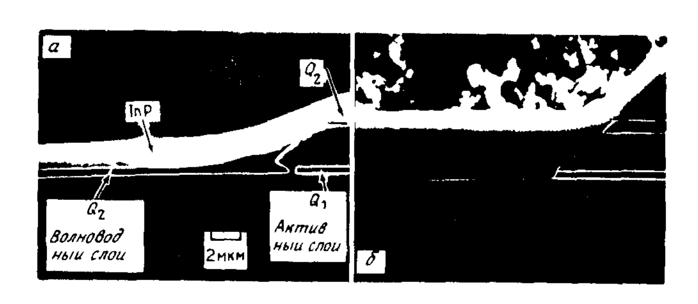


Рис. 6.56. Интеграция лазера с волноводом в GaInAsP [6 165]

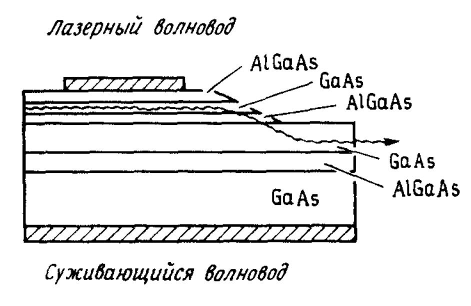


Рис. 6.57. **Интегральная** пара лазер — волновод с суживающимся переходом

Интересный класс устройств составляют схемы, включающие интеграцию электронных приборов с волноводами и модуляторами Как и в других оптоэлектронных интегральных структурах, главным материалом здесь является GaAs Трудность в данном случае состоит в том, как обеспечить величину управляющего напряжения, которая необходима для глубокой модуляции оптического сигнала, с помощью доступных полевых транзисторов (ПТ) Такие интегральные структуры представляются перспективными в случаях, когда можно ограничиться умеренной глубиной модуляции, как, например, в некоторых цифровых и СВЧ приложениях Первое устройство, в котором были объединены направленный ответвитель из GaAs и оконечный каскад на ПТ с барьером Шотки, описывается в работе [6 169] Поскольку для создания гетероструктур и элементов связи на оптических волокнах, имеющих низкие потери, необходимы эпитаксиальные слои общей толщиной 3—5 мкм, потребуются, по видимому, подложки со ступеньками или каналами, наподобие тех, что при-

меняются для фотоприемников и лазеров Соответствующие методы будут описаны в разд 6 6, посвященном интеграции оптоэлектронных устройств

Интересный подход к указанной проблеме состоит в использовании материала с высоким удельным сопротивлением для всех волноводных слоев, как показано на рис 6 58 [6 170] Это может быть достигнуто

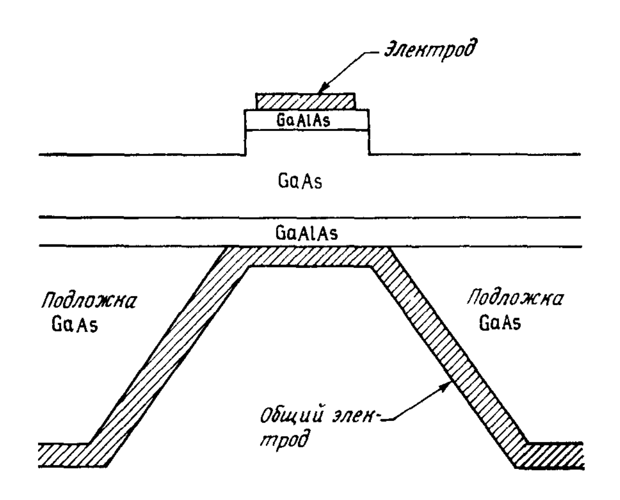


Рис. 6.58. Использование эпитаксиального материала с высоким удельным сопротивлением для формирования интегральных волноводных структур Показан модулятор на составном гребневом волноводе При изготовлении общего электрода применялась технология «металл — металл» интегральных схем (Согласно работе [6 170])

легированием эпитаксиальных слоев разработанными недавно с этой целью высокорезистивными примесями (например, ванадием V) [6 171] и работой на длине волны, достаточно удаленной от хвоста края полосы поглощения В принципе такая конструкция позволяет сформировать в верхнем покровном слое полевой транзистор (ПТ) высокого качества и сделать таким образом всю структуру более плоской Формирование ПТ в AlGaAs не должно вызвать сильного изменения характеристик устройства, поскольку слой содержит лишь небольшой процент алюминия

6.5.5. Модуляторы на основе электропоглощения

Большинство волноводных модуляторов на основе электропоглощения представляют собой короткие (~1 мм) плоские волноводные гомо

[6 33] и гетеропереходы [6 172] с электродами в виде барьеров Шотки Малая длина этих структур обусловлена работой вблизи края полосы, где поглощение является сильным Недавно опубликованные [6 173] результаты исследования таких устройств иа осиове GaAsInP показывают, что достигнуто переходное ослаблеиие величииой 20 дБ и ширина полосы частот ~1,6 ГГц Устройства иа GaAlAs/GaAs продемонстрировали переходное ослабление 30 дБ и полосу частот 3 ГГц [6 174] В обоих устройствах управляющие напряжения имели величину < 10 В и вносимые потери составляли ~ 10 дБ

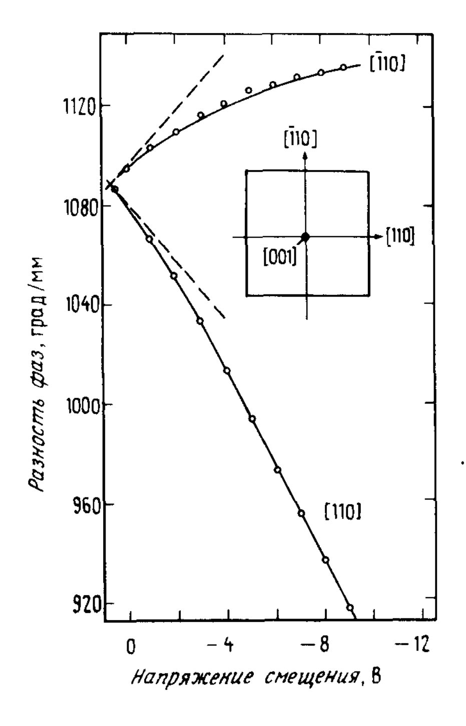


Рис. 6.59. Сложеиие линейного и квадратичиого эффектов в волноводных модуляторах из GaInAsP [6 175]

Следует заметить, что электропоглощение вызывает квадратнчный электрооптический эффект Он был зафиксирован в системе из материалов на основе GaInAsP [6 175] На рис 6 59 приведены типичные крнвые [6 175] зависимости разиости фаз от иапряжеиия смещения Полагают, что отклоиение от линейиости связано с измеиением показателя

преломления вблнзи края полосы поглощения, обусловлеиным эффектом электропоглощення, и это отклоненне можно рассматрнвать как электрорефракцню [6 176] Данное обстоятельство позволяет в некоторых случаях повысить эффектнвность модуляцнн Соответствующий иелинейный (илн керровский) коэффициент зависнт от длнны волны, н для четверных соединений его величину можно запнсать в виде $R_k \sim -1{,}5\cdot 10^{-15}\exp(-8{,}85\Delta E)$ см^2/В^2, где ΔE — разность в эВ между шнрнной запрещенной зоны и рабочей длнной волны. В практических случаях, когда напряженность поля не превышает уровня разрушення, этот нелинейный эффект вызывает отклоненне от линейной характернстикн на $\sim 10\%$ Однако такое дннамнческое измененне показателя преломлення может приводнть к паразитной частотной модуляцнн прн одночастотном нсточнике модулнрующнх колебанній [6.177]

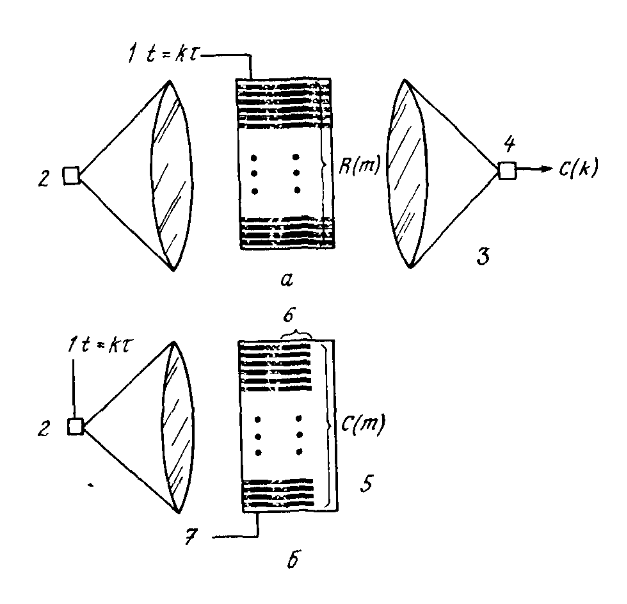


Рис.6.60. Волноводные корреляторы на основе GaAs с нспользоваиием ПЗС-матриц, предложенные в работе [6 178] *а* — коррелятор с пространственным нитегрированнем, *б* — коррелятор с временным интегрированнем *1* — сигнал $S(k)$, *2* — лазер илн светодиод; *3* — корреляцня $C(k) = \sum_{m=1}^{M} S(m-k)R(m)$; *4* — детектор; *5* — корреляцня $C(m) = \sum_{k=1}^{K} S(k)R(k-m)$, *6* — детекторы, *7* — опорный сигнал $R(k)$

Было также показано, что электропоглощение в GaInAsP дихроично [6.175]. Это означает, что под действием приложенного в направлении [001] электрического поля ТМ-моды ослабляются в большей степени, чем ТЕ-моды. Данный эффект наблюдался также в GaAs, и его объясняют поднятием границы вырождения валентной зоны под действием приложенного электрического поля, так что (при описании келдышевского туннелирования как усиливаемого электрическим полем туннельного эффекта) для поляризации, параллельной приложенному полю, вероятность туннельного перехода увеличивается по сравнению с поляризацией, перпендикулярной этому полю. Результаты не зависят от того, в каком из направлений — [110] или [$\bar{1}$10] — распространяется свет.

Решетки модуляторов на основе электропоглощения предлагались также для использования в системах обработки сигналов. В одном из случаев на поверхности плоского волновода формируют ПЗС-матрицу для пространственной модуляции света. При соответствующем наборе волноводных линз и модулированных лазерных источников такие структуры могут работать как устройства для фурье-преобразования и корреляции с ожидаемыми ширинами полос порядка гигагерц и широкими динамическими диапазонами. Рис. 6.60 иллюстрирует подход к построению корреляторов с пространственным и временным интегрированием, в которых используется пара ПЗС-матриц [6.178]. В работе [6.179] аналогичные структуры рассматривались как устройства, выполняющие фурье-преобразование.

6.5.6. Модуляторы с набором квантовых ям

В разд. 6.2 мы рассматривали двулучепреломление волноводов с набором квантовых ям (НКЯ). В устройствах с НКЯ наблюдается также сильное, зависящее от приложенного электрического поля поглощение вблизи энергии экситонного резонанса [6.180] (рис. 6.61). Это усиливаемое электрическим полем поглощение позволило продемонстрировать неволноводные модуляторы, эффективность которых была значительно выше, чем у объемных устройств на основе обычных материалов $A^{III}B^{V}$. Первоначально в модуляторах с усилением электропоглощения использовали свет, распространяющийся перпендикулярно плоскости квантовых ям, поэтому длина оптического пути составляла ~1 мкм, а контраст был низким. Для полей, параллельных направлению распространения света [6.181], величина контраста была равна трем. Для электрических полей, перпендикулярных оптическому пути [6.182],

т е параллельных плоскости квантовых ям, величина контраста оказалась меньше Такое ориентационное различие связано с деформацией экситонов [6 180]

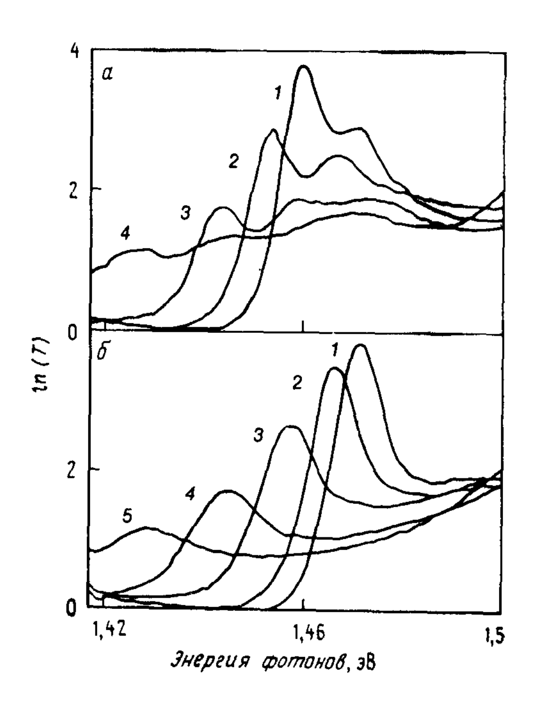


Рис.6.61. Зависимость поглощения вблизи края полосы от напряженности приложенного электрического поля в волноводной структуре с НКЯ (T — пропускание) [6 180] *а* — свет поляризован параллельно плоскости слоев при следующих напряженностях электрического поля (В/см) *1* — $1{,}6\cdot10^4$, *2* — 10^5, *3* — $1{,}3\cdot10^5$, *4* — $1{,}8\cdot10^5$, *б* — свет поляризован перпендикулярно плоскости слоев при следующих напряженностях поля (В/см) *1* — $1{,}6\cdot10^4$, *2* — 10^5, *3* — $4\cdot10^5$, *4* — $1{,}8\cdot10^5$, *5* — $2{,}2\cdot10^5$

Усиливаемое поглощение в волноводных структурах в случае, когда электрические поля направлены по нормали к плоскости волновода (т е к плоскости квантовых ям), позволяет получить значительную глубину модуляции Волноводные модуляторы с квантовыми ямами, о которых сообщалось до сих пор, были сформированы в волноводах вытекающих волн с несколькими квантовыми ямами в центре волноводов

[6 183] В таком устройстве в центральную область сверхрешетки толщиной 3,6 мкм, образующей сердцевину волновода, были внедрены две квантовые ямы толщиной 94 Å Сверхрешетка была окружена покровными слоями GaAs Устройства легировались таким образом, чтобы получилась структура $p-i-n$-диода, на который подавалось обратное смещение, чтобы электрическое поле было направлено перпендикулярно плоскости квантовых ям В этом устройстве распространялись моды как TE-, так и TM-поляризации, но с различными модуляционными характеристиками [6 184] В данном случае перекрытие оптических мод с квантовыми ямами было незначительным Устройство длиной порядка 150 мкм функционировало как модулятор на плоском миниволноводе Даже при столь малой длине излучение из капиллярного волновода приводило к потерям величиной 3 дБ Отношение длительностей включенного и выключенного состояний имело значение 10 1, а время отклика оказалось равным 100 пс ($\lambda = 0{,}85$ мкм) Основываясь на данных по поглощению в GaAs-структурах с квантовыми ямами, по-видимому, можно разработать модулятор на основе электропоглощения с большей по сравнению с объемными модуляторами эффективностью и меньшей величиной вносимых потерь [6 185]

Было найдено, что вдали от края экситонного поглощения электрооптический коэффициент НКЯ равен $-1{,}47 \cdot 10^{-10}$ см/В [6 186], что сравнимо со значением в массивных образцах Имеются данные о том, что на длинах волн, близких к краю экситонного поглощения (888 мкм), увеличивается коэффициент r_{41} и наблюдается сильный квадратичный электрооптический эффект ($R_1 - R_{12} = 6 \cdot 10^{-6}$ см/В^2) [6 187]

Исследование волноводов с НКЯ находится на начальных этапах Очевидная цель при разработке будущих устройств—это создать такие структуры с квантовыми ямами, которые позволяли бы сочетать высокую эффективность модуляции с минимально возможными вносимыми потерями Можно также ожидать, что будут получены результаты с НКЯ в других системах материалов, таких, как InGaAs/GaAs и HgCdTe/CdTe

6.5.7. Волноводные модуляторы на основе оптической нелинейности

К настоящему времени экспериментальные данные по исследованию волноводных модуляторов на основе оптической нелинейности немногочисленны Ниже приведены результаты, полученные для легированных полупроводниками стекол и структур с квантовыми ямами Легированные полупроводниками стекла представляют собой класс материалов, кото

рые содержат микрокристаллиты (диаметром 100—1000 Å) полупроводника в матрице боросиликатного стекла Примером таких материалов могут служить обычные оптические фильтры из цветного стекла, содержащего различные количества CdS_xSe_{1-x} На рис 6 62 представлены спектральиые зависимости коэффициента нелинейности n_2 и индуцированного поглощения $\Delta\alpha$ для одного из стекол [6 188] При измерениях применялись импульсы длительностью 5 нс с высокой скважностью Смена знака коэффициента n_2 на краю полосы поглощения—это то, чего следует ожидать в случае, когда нелинейный эффект обусловлен заполнением зоны Были получены времена отклика ~30 пс, однако наблюдался и параллельный медлеиный (~10 нс) процесс, возможно тепловой по происхождению [6 189] Если в состав стекла входит Na, то, применяя технологию ионного обмена [6 190] (например, обмена Na на Ag), в нем можно изготовить оптические волноводы При этом области, обогащенные Ag, имеют более высокий показатель преломления В проведенных исследованиях были продемонстрированы плоскне и канальные вол новоды [6 191], однако о нелинейных измерениях пока не сообщалось.

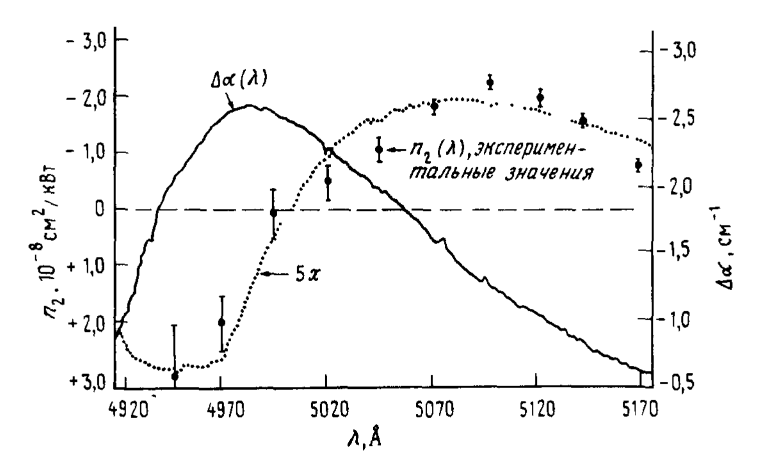


Рис. 6.62. Зависимость коэффициента нелинейности n_2 и нндуцированно го поглощения $\Delta\alpha$ от длины волны λ в легированном полупроводниковом стекле [6 188]

Оптические волноводы с квантовыми ямами на основе материалов типа GaAs/GaAlAs также находятся на ранней стадии исследования Имеется достаточно много данных о спектральной зависимости коэффициента нелинейиости n_2, и сообщалось [6 192], что его величина

вблизи края поглощения составляет $\sim 2\cdot10^{-4}$ см^2/Вт (значительно больше, чем у объемного материала) Во многом данные исследования мотивировались интересом к бистабильным тонкопленочным устройствам типа интерферометра Фабри—Перо Эти результаты, а также эксперименты с модуляторами на основе усиливаемого электропоглощения в волноводах с квантовыми ямами показывают, что структуры с НКЯ, работающие на длинах волн, которые на 300 Å меньше ширины запрещенной зоны, могут обладать слишком высокими потерями, чтобы найти место в волноводных применениях Максимальная величина упомянутого выше коэффициента n_2 соответствует краю полосы поглощения ($\sim 10^4$ см$^{-1}$), и в работе Ва и др [6 193], посвященной ответвителям на основе оптической нелинейности, получено значение $\alpha \sim 15$ см$^{-1}$ (64 дБ/см) на длине волны, при которой $n_2 \sim 10^{-7}$ см^2/Вт В этой работе использовалась гребневая волноводная структура с НКЯ и было получено переключение большей части энергии из невозбужденного волновода, находящегося под низкой управляющей мощностью, в возбужденный волновод, на который падала волна мощностью 1,5 мВт Тем не менее время релаксации носителей в таких материалах составляет ~ 20 нс, и поэтому быстродействие может быть ограничено скоростью 50 Мбит/с Для того чтобы увеличить скорость, можно применить бомбардировку протонами [6 194] и уменьшить тем самым время жизни носителей, однако это может привести к повышению требований по мощности и к возрастанию поглощения Все это предполагает, что для практических нелинейных волноводных устройств могут потребоваться специальные структуры такие, как пакеты квантовых ям в пассивных волноводах, структуры с одной или двумя ямами, или может понадобиться работа вдали от края полосы поглощения

6.6. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

С полупроводниковой интегральной оптикой тесно связана область, занимающаяся интеграцией оптоэлектронных компонентов с взаимодействующими с ними электронными устройствами на единой подложке Эту область обычно называют интегральной оптоэлектроникой До сих пор основная часть исследовательских работ проводилась с использованием материалов на основе GaAs и InP, с особым вниманием к первому Конечной целью этих исследований является создание достаточно сложных интегральных схем До настоящего времени усилия исследователей были сконцентрированы на интегральных передающих устройствах, интеграль-

ных приемниках и повторителях, светодиодах с адресацией и лазерных матрицах, на фотоприемных матрицах и, как отмечалось выше, на структурах лазер/волновод и фотоприемник/волновод

В данном разделе мы уделим особое внимание на ключевые вопросы технологии и функционирования базовых элементов и интегральных передающих и приемных устройств, а также на особенности их изготовления, обусловленные волноводной структурой Обзор характеристик многих таких устройств, полученных по 1985 г включительно, можно найти в статье Форреста [6 195] Однако в ней не рассматриваются матрицы лазерных диодов с поперечной связью

Главная проблема интеграции оптоэлектронных устройств состоит в том, чтобы удовлетворить противоречивым требованиям, предъявляемым оптическими и электронными компонентами к составу материалов, толщине слоев и к отводу тепла Эти противоречивые требования могут привести к значительным различиям по высоте уровней кристалла, что делает затруднительным использование фотолитографии с высоким разрешением Потребуется также развитие методов селективной эпитаксии и умение выращивать слои и изготавливать устройства в карманах, вытравленных в подложке Для каждого из возможных применений преимущества интегральных схем по сравнению со сложными гибридными схемами должны оцениваться критически При этом необходимо учитывать качество кристалла, выход годных изделий и их возможную стоимость Несмотря на то что в лабораторных исследованиях достигнуты значительные успехи, монолитные оптоэлектронные интегральные схемы уступают пока лучшим гибридным устройствам по таким характеристикам, как ширина рабочего диапазона частот, порог лазерной генерации срок службы или чувствительность приемников

Основная задача, которую необходимо решить при интеграции фотоприемного модуля, — это максимальное повышение чувствительности пары *pin*-фотодиод — ПТ, т е достижение минимально возможного шумового эквивалентного темнового тока i_d Этот ток можно представить как $\langle i_d^2 \rangle = C_T^2 B^2 / g_m$ Для решения указанной задачи желательно увеличивать крутизну g_m полевого транзистора, одновременно снижая полную емкость C_T, которая состоит из емкостей фотодиода, ПТ и соединяющего их проводника Это сложная задача, поскольку выбор значений оптимальной проводимости и толщины гетерослоя для фотодиода входит в противоречие с требованиями, предъявляемыми при изготовлении ПТ, независимо от того, формируется он на полуизолирующей подложке или на тонком легированном слое На рис 6 63 изображен пример интегрального модуля *pin*-фотодиод — ПТ [6 196]

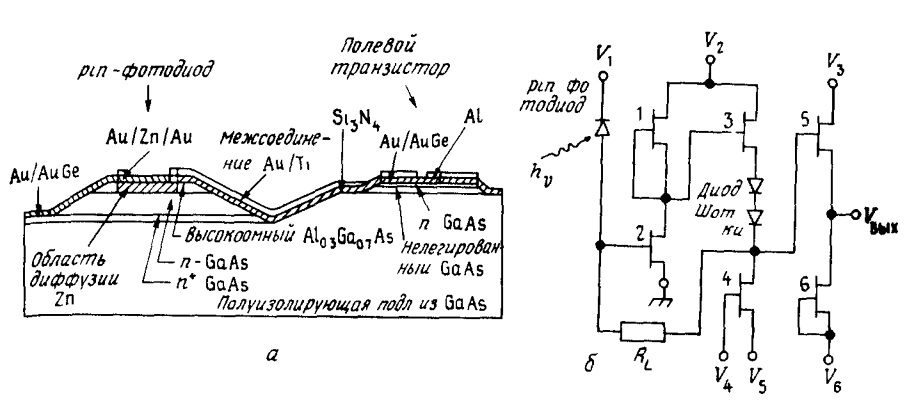


Рис. 6.63. Интегральный фотоприемник, в котором объединены *pin* фотодиод и полевой транзистор (ПТ) [6 196] *а* — структура устройства, *б* — электрическая схема

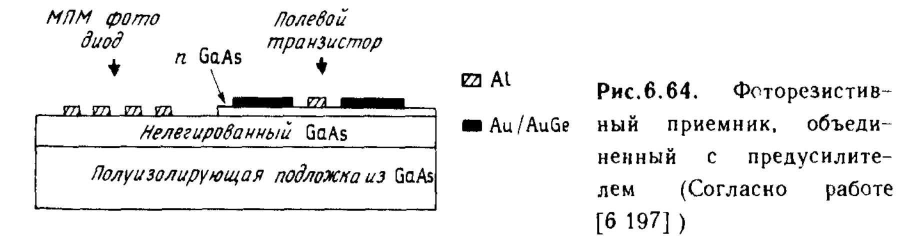


Рис. 6.64. Фоторезистивный приемник, объединенный с предусилителем (Согласно работе [6 197])

Альтернативой структуре *pin*-фотодиод — ПТ может служить фоторезистивный приемник с предусилителем, показанный на рис 6 64 [6 197] Преимущество данного устройства состоит в том, что оно обладает принципиально лучшей совместимостью с технологией изготовления ПТ Однако оно имеет, как правило, меньшую скорость отклика, зависящую от времени жизни основных носителей, и у него может быть меньшая чувствительность, что обусловлено повышенным темновым током Тем не менее несложная технология изготовления ПТ делает его привлекательным в случаях, когда нет необходимости получить предельную чувствительность В работе [6 198] приводятся данные для

4-канального фотоприемника на фоторезисторах Фотоприемные устройства с полностью обедненным каналом должны иметь пониженный темновой ток

Переходя к лазерам, следует сказать, что трудно сформировать отражающие грани так, чтобы обеспечить гибкую конструкцию интегральной схемы Первыми устройствами были пары лазер—ПТ с длиной кристалла равной длине лазерного резонатора со сколотыми торцевыми гранями (~300 мкм) [6 199] Более сложные схемы можно построить при несколотых гранях, т е когда оба зеркала лазерного резонатора находятся не на краях кристалла Здесь были продемонстрированы как сухое травление [6 200], так и метод микроскалывания [6 201] Еще один подход состоит в том, что с помощью травления формируется 45°-ное зеркало и излучение света происходит в вертикальном направлении [6 202] Как видно из рис 6 65, данный метод позволяет раз-

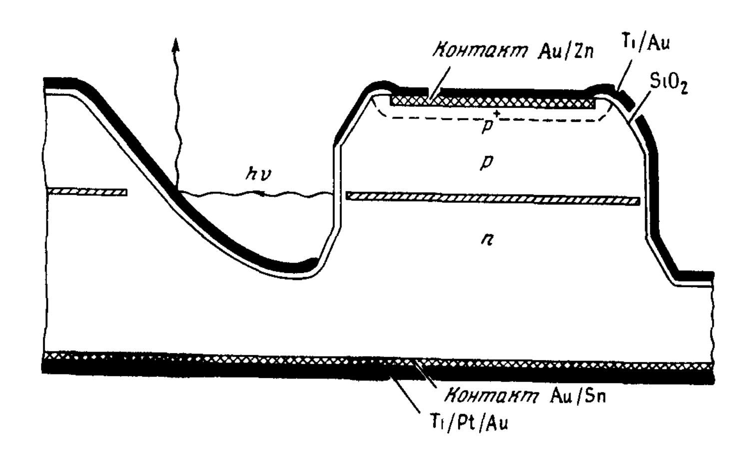


Рис.6.65. Интегральный **GaInAsP/InP**-лазер с отражающим **45°-ным** зеркалом [6 202]

мещать лазеры в любом месте на поверхности кристалла, и с его помощью были изготовлены лазерные матрицы на основе GaInAsP [6 203] В соответствии с этим методом для формирования лазеров и отклоняющих зеркал применяют селективное химическое травление с последующим пе-

реносом InP в газовой фазе Об интеграции электронных компонентов с этой лазерной структурой пока не сообщалось Недавно появилось сообщение об аналогичной дискретной лазерной структуре, изготовленной с помощью сухого травления GaAs [6 204] Ведется также работа по исследованию излучения с поверхности через резонатор в тонком эпитаксиальном слое [6 205]

Еще один путь, обеспечивающий возможность гибкого размещения лазеров, —это применение РОС-структур, связанных с волноводами на поверхности кристалла До настоящего времени нет данных об интеграции РОС-лазеров с электронными схемами Тем не менее были изготовлены шесть РОС-лазеров на основе GaAlAs/GaAs с различной длиной волны на единой подложке, и их выходные сигналы мультиплексировались с помощью многомодового волноводного Y-соединения [6 206] В данном случае пороговый ток лазеров составлял 4—6 кА/см^2, длины волн отличались на 20 Å, что достигалось изменением периода решетки, и выведенная из устройства мощность равнялась 3 мВт

Проиллюстрируем интеграцию лазеров на двух наглядных примерах Первый [6 207]—это развитая структура с квантовыми ямами, с низким пороговым током и со схемой возбуждения с большим числом транзисторов (рис 6 66) В данном модуле для размещения электронной и оптической частей схемы были использованы различные уровни кристалла Рост проводился методом молекулярно-пучковой эпитаксии Такие лазеры с торцевыми гранями, изготовленными с помощью сухого травления, и с пороговыми токами 40 мА могли бы найти применение в качестве повторителей Второй пример [6 208]—это устройство, предназначенное для использования в системах мультиплексирования (уплотнения) сигналов В этом случае сложная цифровая схема, а именно 4:1-мультиплексор с быстродействием 1 ГГц, была интегрирована со схемой возбуждения лазера В данном случае лазер был сформирован с помощью эпитаксиального роста в кармане подложки с последующим восстановлением поверхности кристалла Получившаяся в результате планарная структура необходима для реализации фотолитографического изготовления схемы мультиплексора Такое устройство работало со скоростью до 150 МГц

Важный вопрос развития обсуждаемых лазерных схем—сохранение малых плотностей дислокаций, при которых может быть достигнут большой срок службы лазеров Хорошо известно, что для GaAs-лазеров с большим сроком службы требуется, чтобы плотность дислокаций в подложке была меньше 10^3 см$^{-2}$ Однако некоторые из лучших результатов

по постоянству пороговых параметров в цифровых схемах из GaAs были получены на подложках с высокими уровнями дислокаций. В последние годы были достигнуты существенные успехи в технологии, и теперь мы имеем большой процент выхода электронных схем высокого качества и постоянство параметров на высокорезистивных подложках с низкими плотностями дислокаций, поэтому можно относится с оптимизмом к будущему оптоэлектронной интеграции.

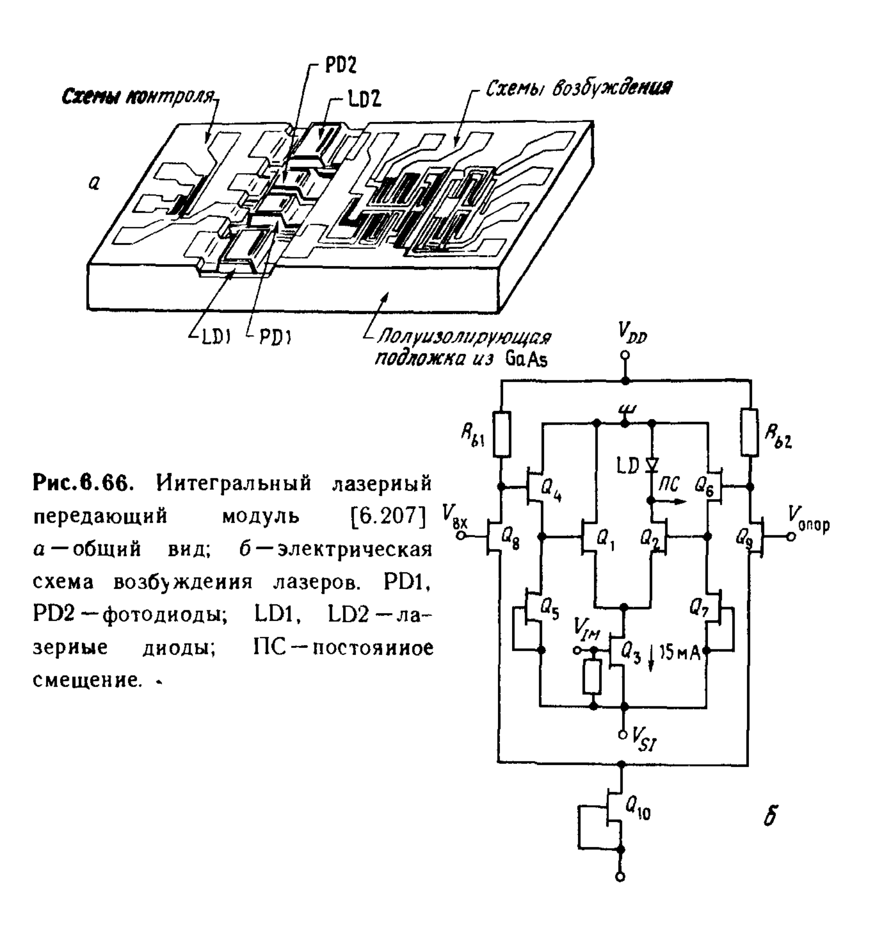


Рис. 6.66. Интегральный лазерный передающий модуль [6.207] *а* — общий вид; *б* — электрическая схема возбуждения лазеров. PD1, PD2 — фотодиоды; LD1, LD2 — лазерные диоды; ПС — постоянное смещение.

6.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой главе мы дали обзор теории, вопросов конструирования и изготовления полупроводниковых интегральных оптических устройств, а также рассмотрели полученные для них экспериментальные результаты. Особое внимание было уделено основным пассивным и активным устройствам из материалов на основе GaAs и InP, причем было дано краткое описание методов выращивания и изготовления, интеграции лазеров и фотоприемников с волноводами и оптоэлектронных интегральных схем. Мы рассмотрели также текущее состояние разработок этих устройств и прогнозы на будущее. Была сделана попытка дать ссылки на наиболее характерные работы в данной области. Если бы мы привели всю библиографию по данной тематике, ее список оказался бы в семь раз длиннее представленной нами.

Потребности в оптических устройствах, особенно в области связи и обработки информации, быстро возрастают. Одновременно стремительно развивается технология полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$. Поэтому, по-видимому, пройдет не так уж много времени до того момента, как будут созданы и начнут практически применяться сложные схемы, в которых объединены волноводные, оптоэлектронные и электронные компоненты.

Литература

6.1. *Smith R.A.* Semiconductors. -London: Cambridge University Press, 1959, p. 222.

6.2. *Garmire E.* In: Integrated Optics (ed. T. Tamir). —Berlin, Heidelberg: Springer, 1979, p. 244. [Имеется перевод: Интегральная оптика./Под ред. Тамира Т. —М: Мир, 1978, с. [264.]

Hunsperger R.G. Integrated Optics: Theory and Technology, Springer Ser. Opt. Sci., Vol. 33. —Berlin, Heidelberg: Springer, 1982, p. 55 [Имеется перевод. *Хансперджер Р.* Интегральная оптика: теория и технология. —М.. Мир, 1985.]

6.3. *Antypas G.A.* —In: GaInAsP Alloy Semiconductors (ed. T.P. Pearsall). —New York: Wiley, 1982, p. 4.

6.4. *Casey H.C., Panish M.B.* Heterostructure Lasers Pt. B: Materials and Operating Characteristics. —New York: Academic, 1978, p. 17. [Имеется перевод: *Кейси X., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. Ч. 2: Материалы. Рабочие характе-

ристики —М: Мир, 1981.]
6.5 *Berg A.A., Dean .T.* —Proc. IEEE, **160**, 156 (1972).
6.6. *Afromowitz M.A.* —Solid State Commun, **15**, 59 (1974)
6.7. *Casey H.C., Sell D.D., Panish M.B.* —Appl. Phys. Lett., **24**, 63 (1974).
6.8. *Evtuhov V., Yariv A.* —IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-23**, 44 (1975).
6.9. *Adachi S.* —J. Appl. Phys, **58**, 81 (1985).
6.10 *Jensen B., Torabi A* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-19**, 877 (1983).
6.11. *Nahory R.E., Pollock M.A., Johnston W D., Barns R.L.* — Appl. Phys. Lett., **33**, 314 (1978)
6.12. *Suematsu Y., Iga K., Kishinu K.* —In: GaInAsP Alloy Semiconductors (ed. T.P. Pearsall). —New York: Wiley, 1982, p. 362.
6.13. *Chandra P., Coldren L.A., Strege K.E.* —Electron Lett., **17**, 6 (1981).
6.14. *Esaki L.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1611 (1986).
6.15. *Bastand G., Brum J.A.* —IEEE J. Quantum Electron, **QE-22**, 1625 (1986).
6.16. *Grossard A.C.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1649 (1986).
6.17 *Fouget J.E., Burnham R.D.* —IEEE J. Quantum Electron, **QE-22**, 1799 (1986).
6.18. *Dohler G.H.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1682 (1986).
6.19. *Kahen K.B., Leburton J.P.* —Appl. Phys. Lett., **47**, 508 (1985).
6.20. *Sonek G.J. et al.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1015 (1986).
6.21. *Suzuki Y., Kamato H.O.* —J. Electron. Matl., **12**, 397 (1983).
6.22. *Weiner J.S. et al.* —Appl. Phys. Lett., **47**, 664 (1985).
6.23 *Chemla D.S., Miller D.A.B.* —J. Opt. Soc., **B2**, 1155 (1985).
6.24. *Osbourn G.C.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1677 (1986).
6.25. *Fritz I.J., Dawson L.R., Zysperean T.E.* —Appl. Phys. Lett., **43**, 846 (1983).
6.26. *Anderson N.G., Lardy W.D., Kolbas R.M., Lu Y.C.* —J. Appl. Phys., **60**, 2361 (1986).
6.27. *Yariv A.* Quantum Electronics. —New York: Wiley, 1967, p.

293. [Имеется перевод: *Ярив А* Квантовая электроника и нелинейная оптика —М.:Советское радио, 1973]

6.28. *Ho L., Buhrer C.F.* —Appl. Opt , **2**, 647 (1963).

6.29. *Tada K., Suzuki N.* —Jap. J Appl. Phys. **50**, 4567 (1979).

6 30. *Kirkby P.A., Selway P.R., Westbrook L.D.* —J. Appl Phys., **50**, 4567 (1979).

6.31. *Somekh S et al.* —Appl. Phys. Lett , **22**, 46 (1973).

6.32. *Casey H.C., Panish M.B.* Heterostructure Lasers. —New York: Academic, 1978, Pt. A, p. 83, Pt. B, p. 199. [Имеется перевод: *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах, ч. 1, 2. —М.: Мир, 1981.]

6.33 *Stillman G.E., Wolfe C M., Bozler C O., Rossi J A* —Appl. Phys. Lett., **28**, 544 (1976).

6.34. *Blum F.A., Shaw D W., Holton H.S.* —Appl. Opt., **25**, 116 (1974).

6.35. *Westbrook L.D., Fiddiment P.J., Robson P.N.* —Electron. Lett., **16**, 169 (1980).

6.36. *Jackson D.J., Persechine D.L.* —Electron Lett , **21**, 44 (1984)

6.37. *Marcatili E.A.J.* —Bell Syst. Tech. J., **48**, 2071 (1969).

6.38. *Ramaswamy R.* —Bell Syst. Tech. J., **53**, 697 (1974).

6.39. *Marcatili E.A.J.* —Bell Syst. Tech. J., **53**, 645 (1974)

6.40. *Taylor H.F.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-12**, 748 (1976)

6.41 *Peng S.T., Oliner A.A.* —IEEE Trans Microwave Theory and Techniques, **MTT-29**, 843 (1981).

6.42. *Feit M.D., Fleck J.A , Jr.* —J. Opt. Soc Amer , **73**, 1296 (1983)

6.43. *Dagli N., Fonstad C G* —Appl. Phys Lett., **49**, 308 (1986).

6.44 *Dagli N., Fonstad C G.* —Appl. Phys. Lett., **46**, 529 (1985)

6.45. *Dagli N., Fonstad C.G.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 315, (1985).

6.46. *Austin M.W.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 795 (1982).

6.47 *Austin M.W., Flavin P.G.* —J. Lightwave Tech , **LT-1**, 236 (1983).

6 48 *Austin M.W.* —J. Lightwave Tech., **LT-2**, 688 (1984).

6 49. *Wittaker N A.*, частное сообщение

6.50. *Taylor H.F., Yariv A.* —Proc. IEEE, **62**, 1044 (1974).

6.51 *Kogelnik H.* —IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-23**, 2 (1975).

6.52. *McKenna J.M., Reinhart F.K.* —J. Appl. Phys., **47**, 2069 (1976).

6.53. *Yariv A.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 919 (1973).

6.54 *Haus H.A., Huang W.P., Kawakomi S., Wittaker N.* —J. Lightwave Tech., **LT-5**, 16 (1987).

6.55. *Streifer W., Osinski M., Hardy A.* —J. Lightwave Tech., **LT-5**, 1 (1987).

6.56. *Donnelly J.P., DeMeo N.L., Ferrante G A.* —J. Lightwave Tech., **LT-1**, 417 (1983).

6.57. *Donnelly J.P.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-22**, 610 (1986).

6.58. *Donnelly J.P., Haus H.A., Wittaker N.A.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-23**, 401 (1987).

6.59. *Merz J.L., Logan R.A., Wiegmann W.* —Appl. Phys. Lett., **26**, 337 (1975).

6.60. *Yariv A.* —In: Introduction to Integrated Optics (ed. M.K Barnoski). —New York: Plenum, 1973, p. 253. [Имеется перевод: Введенне в ннтегральную оптику./Под ред. Барноски М. — М.: Мир, 1977, с. 176.]

6.61. *Dumke W.P., Lorenz N.M.R., Pettit G.B.* —Phys. Rev., **B-1**, 4668 (1970).

6.62. *Walker R.G.* —Electron. Lett . **21**, 581 (1985).

6.63. *Sergent A.M., Merz J.L., Logan R.A.* —J. Apl. Phys., **50**, 2552 (1979).

6.64. *Marcatili E.A.J.* —Bell Syst. Tech. J., **48**, 2103 (1969).

6.65. *Marcuse D.* —Bell Syst. Tech. J., **50**, 2551 (1971).

6.66. *Findakly T., Farina J., Leonberger F.J.*, неопубликованная работа.

6.67. *Korotky S.K., Marcatili E.A.J., Veselka J.J., Basworth R.H.* —In: Integrated Optics (ed. E.P. Nolting, R. Ulrich), Springer Ser. Opt. Sci., v. 48. —Berlin, Heidelberg: Springer, 1985, p. 207.

6.68. *Garmire E., Stoll H , Yariv A., Hunsperger R G.* —Appl Phys. Lett., **21**, 87 (1972).

6.69. *Dyment J.C., North J.C., D'Asaro L.A.* —J. Appl. Phys., **44**, 207 (1973).

6.70. *Casey H.C., Panish M.B.* Heterostructure Lasers Pt. B: Materials and Operating Characteristics. —New York: Academic, 1978, p. 109. [Имеется перевод: *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры

на гетероструктурах, ч. 2: Материалы. Рабочие характеристики. —М.: Мир, 1981.]
6.71. *Nakajima K.* —In: Semiconductors and Semimetals, v. 22, Lightwave Communication Technology, Pt. A: Material Grouth and Technology (ed W.T. Tsang). —Orlando: Academic, 1985, p. 1.
6.72. *McClelland R.W., Bozler C.O., Fan J.C.C.* —Appl. Phys. Lett., **37**, 560 (1980).
6.73 *Vohl P., McClelland R.W., Bozler C.O., Chu A., Strauss A.J.* —J. Crystal Growth, **56**, 410 (1982).
6.74. *Casey H.C., Panish M.B* —Heterostructure Lasers Pt. B: Materials and Operating Characteristics. —New York: Academic, 1978, p. 144 [Имеется перевод: *Кейси X., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах, ч. 2. Материалы Рабочие характеристики. —М.: Мир, 1981.]
6.75. *Olsen G.H.* —In: GaInAsP Alloy Semiconductors (ed. T.P Pearsall). —New York: Wiley, 1982, p. 11
6.76. *Stringfellow G.B.* —In: Semiconductors and Semimetals, v.22, Lightwave Communication Technology, Pt. A: Material Growth and Technology (ed. W.T. Tsang). —Orlando: Academic, 1985, p. 209.
6.77. *Hertz J.P., Razeghi M., Bonnet M., Duchemin J.P.* —In: GaInAsP Alloy Semiconductors (ed. T.P. Pearsall). —New York: Wiley, 1982, p. 61.
6.78. *Panish M.B., Sumski S.* —J. Appl Phys., **55**, 3571 (1984).
6.79. *Tsang W.T.* —In: Semiconductors and Semimetals, v. 22, Lightwave Communication Technology, Pt. A: Material Growth and Technology (ed. W.T. Tsang). —Orlando: Academic, 1985, p. 96.
Wood C.E. —In: GaInAsP Alloy Semiconductors (ed. T.P. Pearsall). —New York: Wiley, 1982, p. 87.
6.80. *Herman M.A., Sitter H.* Molecular Beam Epitaxy, Springer, Ser. Mat. Sci. —Berlin, Heidelberg: Springer, 1988.
6.81 *Tsang W.T.* —Appl. Phys. Lett., **45**, 1234 (1984).
6.82. *Spears D.L. et al.* —In: Tech. Digest Integrated Optics Conf., 1976, 10SA, 75CH1039-7(QEC), paper TuD3.
6.83 *Nishimura T., Antome H., Masud K., Namba S.* —Jap. J. Appl. Phys., **16**, Suppl. 16-1, 317 (1977).
6.84. *Valette S, Labrunie G., Deutsch J.C., Lizet J.* —Appl. Opt., **16**, 1289 (1977).

6.85. *Leonberger F.J., Donnelly J.P., Bozler C.O.* — Appl. Phys. Lett., **28**, 616 (1976).
6.86. *Carenco A., Menigaux L., Alexander F., Abdalla M., Brenor A.* — Appl. Phys. Lett., **34**, 755 (1979).
6.87. *Inoue H. et al.* — J. Lightwave Tech., **LT-3**, 1270 (1985).
6.88. *Tarui Y., Kamiya Y., Harada Y.* — J. Electrochem. Soc., **118**, 118 (1971).
6.89. *Coldren L.A., Furuya K., Miller B.I.* — J. Electrochem. Soc., **130**, 1918 (1983).
6.90. *Donnelly V.M., Flamm D.L., Tu C.W., Ibbotson D.E.* — J. Electrochem. Soc., **129**, 2533 (1982).
6.91. *Geis M.W., Lincoln G.A., Efremow N., Piacentini W.J.* — J. Vac. Sci. Tech., **19**, 1390 (1981).
6.92. *DeMeo N.L. et al.* — Nuclear Instr. Methods, **B7/8**, 814 (1984).
6.93. *Bachmann P., Houghton A.J.N.* — Electron. Lett., **18**, 850 (1982).
6.94. *Donnelly J.P. et al.* — IEEE J. Quantum Electronics, **QE-21**, 1147 (1985).
6.95. *Wittaker N.A.* All-Optical Signal Processing in Semiconductor Waveguides. — Ph. D. Thesis: Massachusetts Institute of Technology, 1986.
6.96. *Tada T., Suzuki T., Yamane K.* — Thin Solids Films, **83**, 289 (1981).
6.97. *Carenco A., Menigaux L., Linl N.T.* — Appl. Phys. Lett., **40**, 653 (1982).
6.98. *Okamoto K., Matsuoka S., Niskuwaki K.* — J. Appl. Phys., **56**, 2595 (1984).
6.99. *Leonberger F.J., Donnelly J.P., Bozler C.O.* — Appl. Phys. Lett., **29**, 652 (1976).
6.100. *Leonberger F.J., Bozler C.O., McClelland R.W., Melngailis I.* — Appl. Phys. Lett., **38**, 313 (1981).
6.101. *Houghton A.J.N., Rodgers P.M., Andrews D.A.* — Electron. Lett., **20**, 479 (1984).
6.102. *Walker R.G., Goodfellow R.G.* — Electron. Lett., **19**, 590 (1983).
6.103. *Bornholdt C. et al.* — Electron. Lett., **19**, 81 (1983).
6.104. *Buchmann P., Kaufmann H., Melchior H., Guekos G.* — Electron. Lett., **20**, 295 (1984).
6.105. *Johnson L.M., Liau Z.L., Groves S.H.* — Appl. Phys. Lett.,

44, 278 (1984).

6.106. *Benson T.M., Syrbu A.V., Chand N., Houston P.A.* —Electron. Lett., **18**, 812 (1982).

6.107. *Furuta H., Noda H., Ihaya A.* —Appl. Opt., **13**, 322 (1974).

6.108. *Westbrook L.D., Robson P.N., Majerfeld A.* —Electron. Lett., **15**, 99 (1979).
Benson T.M., Muratoni T., Robson P.N., Houston P.A. —IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-19**, 1477 (1982).

6.109. *Soref R.A., Lorenzo J.P.* —In: Tech. Digest. Integr. Guided Wave Optics (OSA, Washington DC, 1986), paper WDD5.

6.110. *Zelmon D.E., Boyd J.T., Jackson H.E.* —Appl. Phys. Lett., **47**, 353 (1985).

6.111. *Ramey D.A., Boyd J.T.* —IEEE Trans. Circuits and Systems, **CAS-26**, 1041 (1979).

6.112. *Boyd J.T. et al.* —Opt. Engrg., 1985, v. 24, p. 230.

6.113. *Yamada Y., Kawachi M., Yasu M., Kobayashi M* —J. Lightwave Tech., **LT-4**, 277 (1986).

6.114. *Leonberger F.J., Donnelly J.P., Bozler C.O.* —Appl. Opt., **17**, 2250 (1978).

6.115. *Carenco A., Meniqaux L., Delpech Ph.* —J. Appl. Phys., **50**, 5139 (1979).

6.116. *Tada K., Yanagawa H, Hirose K.* —Trans. IECE of Japan, **E61**, 1 (1978).

6.117. *Campbell J.C., Blum F A., Shaw D.W., Lawley K.L.* —Appl. Phys. Lett., **27**, 202 (1975).

6.118. *Reisinger A.R., Bellavance D.W., Lawley K L.* —Appl. Phys. Lett., **31**, 836 (1977).

6.119. *Imoski K., Kurazomo S., Itakura K.* —Electron. Commun. Japan, **58-C**, 100 (1975).

6.120. *Haus H.A., Fonstad C.B.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-17**, 2321 (1981).

6.121. *Haus H.A., Molten-Orr L.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-19**, 840 (1983).

6.122. *Donnely J.P., DeMeo N.L., Ferrante G.A., Nichols K.B., O'Donnell F.J.* —Appl. Phys. Lett., **45**, 360 (1984).

6.123. *Donnelly J.P., DeMeo N.L., Ferrante G.A., Nichols K.B.* — IEEE J. Quantum Electronics, **QE-21**, 18 (1985).

6.124. См., например, *Butler J.K., Achley D.E., Botez D.* —Appl Phys. Lett., **44**, 293 (1984).

6.125. *Haus H.A, Molten-Orr L., Leonberger F.J.* —Appl. Phys.

Lett., 45, 19 (1984).
6.126. *Somekh S. et al.* — Appl. Opt., **13**, 327 (1974).
6.127. *Somekh S., Garmire E., Yariv A., Garvin H.L., Hunsperger R.G.* — Appl. Opt., **12**, **455** (1973).
6.128. *Carenco A., Meniqaux L.* — Appl. Phys. Lett., **51**, 1325 (1980).
6.129. *Leonberger F.J., Donnely J.P., Bozler C.O.* — Appl. Phys. Lett., **31**, 223 (1977).
6.130. *Kogelnik H., Schmidt R. V.* — IEEE J. Quantum Electronics, **QE-12**, 396 (1976).
6.131. *Taylor H.F.* — Optics Commun., 8, 421 (1973).
6.132. *Borlex B., Landgren B.J., Obey M.G., Jiang H.* — J. Lightwave Tech., **LT-4**, 196 (1986).
6.133. *Bachmann P., Kaufmann H., Melchior H., Guekos G.* — Appl. Phys. Lett., **46**, 462 (1985).
6.134. *Johnson L.M., Leonberger F.J.* — Opt. Lett., 8, 111 (1983).
6.135. *Bachmann F., Kaufmann H.* — J. Lightwave Tech., **LT-3**, 785 (1985).
6.136. *Alferness R.C., Joyner C.H., Devino M.D., Buhl L.L.* — Appl. Phys. Lett., **45**, 1278 (1984).
6.137. *Namba S.* — J. Opt. Soc., **51**, 76 (1961).
6.138. *Becker R.A., Woodwand C.E., Leonberger F.J., Williamson R.C.* — Proc. IEEE, **72**, 802 (1984).
6.139. *Sze S.M.* Physics of Semiconductor Devices. — New York: Willey, 1979, Ch.2. [Имеется перевод: *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984.]
6.140. *Lin S.H., Wang S.Y., Neuton S.A., Huong Y.M.* — Electron. Lett., **21**, 597 (1985).
6.141. *Auracher F., Keil R.* — Appl. Phys. Lett., **36**, 626 (1980).
6.142. *Izutsu M., Shikama S., Sueta T.* — IEEE J. Quantum Electronics, **QE-17**, 2275 (1981).
6.143. *Stallard W.A., Daymond-John B.E., Booth R.C.* — In: Integrated Optics (ed. H.E. Notting, R. Ulrich.), Springer Ser. Opt. Sci., v. 48. — Berlin, Heidelberg: Springer, 1985, p. 164.
6.144. *Buhrer C.F., Baird D., Conwell E.M.* — Appl. Phys. Lett., 1, 46 (1962).
6.145. *Carter G.M., Haus H.A.* — IEEE J. Quantum Electronics, **QE-15**, 217 (1979).
6.146. *Lotspeich J.F.* — J. Lightwave Tech., **LT-13**, 746 (1985).

6.147. *Hasegawa H., Furukawa M., Yanai H.* —IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **MTT-19,** 869 (1971).
6.148. *Wang S.Y., Lin S.H., Huong Y.M.* —Proc. 5th Int'l Conf. Integ. Optics ana Optical Fiber Comm. (IEEE 87CH2392-9) paper WK3.
6.149. *Cheo P.K.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-20,** 700 (1984).
6.150. *Kingston R.H.* —Appl. Phys. Lett., **34,** 744 (1979).
6.151. *Ishida K. et al.* —Tech. Digest 4th Int'l Conf. Integ. Optics and Optical Fiber Comm., 1985, p. 357.
6.152. *Tada K., Okada Y.* —IEEE Trans. Electron. Dev. Lett., **EDL-7,** 605 (1986).
6.153. *Haus H.A., Ippen E.P., Leonberger F.J.* —In: Optical Signal Processing (ed. J.L Horner). —Orlando: Academic, 1987.
6.154. *Lattes A., Haus H.A., Ippen E.P., Leonberger F.I.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-19,** 1718 (1983).
6.155. *Ashkin A., Gershenzon M.* —J. Appl. Phys., **34,** 2116 1963.
6.156. *Nelson D.F., Reinhard F.K.* —Appl. Phys. Lett., **5,** 148 (1964).
6.157. *Rogers P.M., Robertson M.I., Chaterjee A.K., Wang S.Y.* —In: Tech. Digest. Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics. USA, Atlanta, GA (1986) paper THAA4.
6.158. *Alpeing A., Yar Y.S., Haussha T.R., Coldren L.A.* —Appl. Phys. Lett., **48,** 1243 (1986).
6.159. *Lin S.H., Wang S.Y., Huong Y.M.* —Electron. Lett., **22,** 934 (1986).
6.160. *Tada K., Hirose K.* —Appl. Phys. Lett., **25,** 56 (1974).
6.161. *Shelton J.C., Reinhard F.K., Logan R.A.* —Appl. Opt., **17,** 2548 (1978).
6.162. *Tada K., Kawaniski S., Wang M.H., Tsuchiya M.* —In: Tech. Digest. 7th Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics. —Kissime, FL, USA (1984), paper WB4.
6.163. *Carenco A., Meniqaux L.* —Appl. Phys. Lett., **37,** 880 (1980).
6.164. *Stillman G.E., Wolfe C.M., Melagailis I.* —Appl. Phys. Lett., **25,** 36 (1974).
6.165. *Hurwitz C.E., Rossi I.A., Hsieh I.I., Wolfe C.M.* —Appl. Phys. Lett., **27,** 241 (1975).
6.166. *Liau Z.L., Walpole I.N.* —In: Tech. Digest, Top. Mtg. on Integr. and Gueded Wave Optics (OSA, Washington DC, 1982), paper WB3.
6.167. *Mertz I.L., Logan R.A.* —Appl. Phys. Lett., **26,** 337

(1976).
6.168. *Sakaro S. et al.* —In: Proc. 5th Int'l Conf. Integ. Optics and Optical Fiber Comm., 1987, paper ThC3.
6.169. *Abeles J.H. et al.* —In: Tech. Digest. CLEO'87 (OSA, Wachington, DC, 1987), paper MB1.
6.170 *Farina J., Leonberger F.J., Shuskus A.*, неопубликованная работа.
6.171. *Akiyama S., Kawarada Y., Kaminishi K.* —J. Cryst. Growth, **68**, 39 (1984).
6.172. *Campbell J.C., DeWinter J.C., Pollock M.A., Nahory R.E.* — Appl. Phys. Lett., **32**, 471 (1978).
6.173. *Noda Y., Suzuki M., Kushiro Y., Akiba A.* —Electron. Lett., **21**, 1182 (1985).
6.174 *Gee C.M., Thurmond G.D., Yen H.A., Blauvelt H.* —In: Tech. Digest, Topical Meeting on Integrated and Guided Wave Optics (OSA, Washington DC, 1986), paper ThAA3.
6.175. *Bach H.G., Krauser J., Nolting H.P., Logan R.A., Reinhart F.K.* —Appl. Phys. Lett., **42**, 692 (1983).
6.176 *VanEck T.E., Walpita L.M., Chang W.S.C., Wieder H.H.* —Appl. Phys. Lett., **48**, 451 (1986).
6.177 *Koyama F., Iga K.* —In: Tech. Digest, Topical Meeting on Integrated and Fiber Optics (OSA, Wachington DC, 1986), paper WBB5.
6.178. *Kingston R.H.* —Proc. IEEE, **72**, 954 (1984).
6.179. *Kingston R.H., Leonberger F.J.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-19**, 1443 (1983).
6.180. *Miller D.A.B., Weiner J.S., Chemla D.S.* —IEEE J. Quantum Elecrtonics, **QE-22**, 1816 (1986).
6.181. *Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A.* —Phys. Rev Lett., **53**, 2173 (1984).
6.182. *Miller D.A.B. et al.* —Phys. Rev., **B32**, 1043 (1985).
6.183. *Wood T.H. et al.* —Electron. Lett., **21**, 693 (1985).
6.184. *Weiner J.S. et al.* —Appl. Phys. Lett., **47**, 1148 (1985).
6.185. *Wood T.H.* —Appl. Phys. Lett., **48**, 1413 (1986)
6.186. *Slick M., Reinhart F.K., Weimann G.* —Helv. Phys. Acta, **58**, 403 (1985).
6.187. *Glick M, Reinhart F K., Weimann G, Schlopp W* —Appl. Phys. Lett., **48**, 986 (1986).
6.188. *Olbright G.R., Peyghambarian N.* —Appl Phys Lett., **48**,

1184 (1986).

6.189. *Yao S.S. et al.* —Appl. Phys. Lett., **46**, 801 (1985).

6.190. См., например, *Findakly T.* —Opt. Engrg., **24**, 244 (1985)

6.191. *Ironside C.M. et al.* —In: Proc. 5th Int'l Conf. Integ. Optics and Optical Fiber Commun. Venice (Inst. Internl. d. Comm., Genoa, 1985), p. 237.

6.192. *Chemla D.S. et.al.* —IEEE J. Quantum Electron., **QE-20**, 265 (1984).

6.193. *Wa P.L.K. et al.* —Electron. Lett., **21**, 26 (1985).

6.194. *Silberberg Y.* et al.—Appl. Phys. Lett., **46**, 701 (1985).

6.195. *Forrest S.R.* —J. Lightwave Tech., **LT-3**, 1248 (1985).

6.196. *Wada O. et al.* —Appl. Phys. Lett., **46**, 981 (1985).

6.197. *Ito M., Wada O., Nakai T., Sakurki T.* —IEEE Trans. Electron. Dev. Lett., **EDL-5**, 531 (1984).

6.198. *Makiuchi M. et al.* —IEEE Trans. Electron. Dev. Lett., **EDL-6**, 634 (1985).

6.199. *Ury I., Maraglit S., Yust M., Yariv A.* —Appl. Phys. Lett., **34**, 430 (1979).

6.200 *Coldren L.A., Miller B.I., Iga K., Rentschler J.A.* —Appl. Phys. Lett., **37**, 681 (1980).

6.201. *Blauvelt H. et al.* —Appl. Phys Lett., **40**, 289 (1982).

6.202. *Liau Z.L., Walpole J.N.* —Appl. Phys. Lett., **46**, 115 (1985).

6.203. *Walpole J.N., Liau Z.L.* —Appl. Phys. Lett., **48**, 1636 (1986).

6.204 *Windhorn T.H., Goodhue W.D.* —Appl. Phys. Lett., **48**, 1675 (1986).

6.205. *Uchiyama S., Iga K.* —Electron. Lett., **21**, 161 (1985).

6.206. *Aiki K., Nakamura M., Umeda J.* —IEEE J. Quantum Electronics, **QE-13**, 220 (1977).

6.207. *Tanaka T.P., Hirao M., Nakamura M.* —In: Tech. Digest, OFC85 (OSA, Wachington DC, 1985), paper TuC2, p. 30.

6.208. *Carney J.K., Helix M.J., Kolbas R.H.* —In: Tech. Digest, GaAs IC Symposium, Phornix, AZ (1983), p. 98

7. ДОСТИЖЕНИЯ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ

*Т Тамир**

7.1. ВВЕДЕНИЕ

Цель даииой главы — дать краткий обзор наиболее важных успехов, достигиутых начиная примерио с 1987 г в областях, которым посвящеиы предыдущие главы Поэтому следующие ниже разделы озаглавлены и пронумерованы в соответствии с предыдущими главами Большинство этих разделов составлено иа основе материалов, предоставленных авторами соответствующих глав В этой связи авторы гл 6 хотят отметить вклад, внесенный д ром Д Босси (Исследовательский центр фирмы «Юнайтед Текнолоджиз»), который сыграл главную роль в обновлении материалов по волноводной оптике на основе полупроводников

7.2. ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В гл 2 мы рассмотрели основы теории оптических волноводов В связи с тем, что ее развитие происходило иа протяжении последних двадцати или более лет, усилия последнего времени в данной области носили весьма специальный характер В рамках настоящей книги объем новых материалов, посвященных этим вопросам, довольно ограничен

Интересным направлением является использование нелинейных материалов для создания оптических волноводов, выполняющих заданные функции, такие, как переключение, генерация второй гармоники и др [7 1] Что касается обычных волноводов, то необходимость получения более точных дисперсионных характеристик стимулировала развитие все более сложных аналитических и численных методов [7 2—7 6], а также других связанных с этим вопросов, публикации о которых часто появляются в специальных выпусках соответствующих журналов [7 7, 7 8]

7.3. ВОЛНОВОДНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СОЕДИНЕНИЯ

За время, прошедшее с момента опубликования первого издания **этой книги**, значительный интерес в среде разработчиков интегрально-

*Theodor Tamir, Department of Electrical Engineering, Polytechnic University, 333 Jay Street, Brooklyn, NY 11202, USA

оптических устройств привлекли два вопроса, затронутые в гл 3 Первый из них касается возникновения перекрестных помех в устройствах на базе направленного ответвителя, в частности обусловленных эффектами преобразования мод во входных и выходных переходах, а второй связан с описанием и анализом оптического цифрового переключателя, недавно предложенного Сильвербергом и др [7 9] Принцип действия этого переключателя основан на использовании волноводного разветвителя, работающего в адиабатическом режиме и, следовательно, допускающего применение анализа с помощью собственных мод Мы приводим краткое описание и ссылки по каждому из этих вопросов

В работе [7 10] рассматривается возникновение перекрестных помех в направленных ответвителях, обусловленное неодинаковым возбуждением собственных мод на входном участке, а в работе [7 11] для изучения связи мод на входных и выходных переходах направленного ответвителя применяется теория связанных мод Позднее Хаус и Уайтекер [7 12] показали, что использование соответствующих структур переходов позволило бы исключить различие в возбуждении собственных мод [7 10] Эти работы привели к созданию эффективного метода анализа волноводных переходов в обобщенном виде [7 13—7 17] Общие выводы, полученные в этих работах, состоят в том, что волноводные переходы в идеальном случае не приводят к возникновению перекрестных помех, но в реальной ситуации такие факторы, как асимметрия волноводов, связь между собственными модами на неадиабатических участках и т д, могут приводить к возникновению перекрестных помех Исключением здесь является межмодовая связь в области перехода переключателя на базе направленного ответвителя со знакопеременным $\Delta\beta$, в котором отсутствуют перекрестные помехи в параллельном состоянии [7 11] Однако нулевых перекрестных помех в параллельном состоянии можно еще достичь в случае, когда переключатель работает в режиме постоянной расстройки (в отличие от знакопеременной фазовой расстройки) Отсюда следует, что требуемая симметрия переключателя на базе направленного ответвителя со знакопеременным $\Delta\beta$ нарушается и нулевой уровень перекрестных помех не может быть достигнут за счет изменения полярности соответствующего переключающего напряжения [7 16] Напротив, эффекты, связанные с переходными участками, приводят к тому, что значения переключающего напряжения для обеспечения параллельного и перекрестного состояний, слегка различаются и, следовательно, эти напряжения должны быть подстроены для обеспечения идеального режима с нулевым уровнем перекрестных помех

С целью получения теории общего волноводного перехода с четырь-

мя входами (выходами) в работе [7.15] обобщается рассмотрение, приведенное в гл 3, с помощью матриц рассеяния Этот подход позволяет применять анализ, использующий представление собственных мод, с целью определення уровня перекрестных помех и выходного сигнала для любого типа волноводного перехода, который может быть описан двумя собственными модами В работе [7 16] с помощью этого метода описываются интерферометры и направленные ответвители

Цифровой оптический переключатель, о котором недавно сообщили Сильверберг и др. [7.9], вновь возбудил интерес к устройствам, в которых переключение достигается за счет изменения конфигурации собственной моды в разветвителе, а не за счет интерференции собственных мод направленного ответвителя или интерферометра Маха—Цендера Такой цифровой переключатель может быть рассмотрен как комбинация управляемого волноводного разветвителя с тремя входами (выходами), рассмотренного в [7.18], асимметричного модового расщепителя [7.19] и ннтерферометра Маха—Цендера. Пассивный вариант такой структуры, изображенный на рис 3 13, был предложен в работах [7 20, 7 21] в качестве ответвителя на 3 дБ Управляемый вариант этой конструкции изображен на рис 7 1 Он представляет осо-

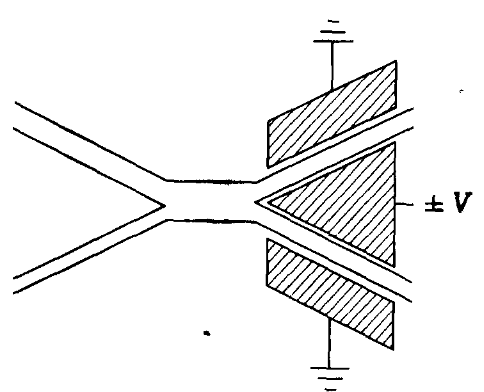


Рис. 7.1. Цифровой переключатель (для *x*- или *y*-среза $LiNbO_3$) Согласно работе [7 9].

бый интерес, поскольку его характеристика переключения насыщается в открытом и закрытом состояниях, т.е. прикладывание дополнительного напряжения не приводит к измененню уровня перекрестных помех Это принципиально отличается от интерференционных устройств, требующих точного соблюдения напряжения переключения В идеальном случае устройство работает в адиабатическом режиме без связи между собственными модами Активный разветвитель обладает электрической асимметрией, и переключение в нем достигается за счет изменения знака

приложенного напряжения Благодаря адиабатичности характеристики данного устройства несущественно изменяются для различных длин волн и поляризаций, за исключением обычной поляризационной зависимости электрооптического коэффициента Эта особенность позволяет реализовывать переключение, не зависящее от длины волны и поляризации, более простым способом, чем в интерференционных устройствах Такой переключатель 1 × 2 был использован для создания переключательной матрицы 4 × 4 [7 22] Однако эта простая конструкция имеет один недостаток, состоящий в том, что длина таких адиабатических разветвителей должна быть очень большой Согласно работе [7 23], можно определить характерный параметр (напряжение × длина) для такого устройства

7.4. ВОЛНОВОДНЫЕ УСТРОЙСТВА, ПОЛУЧЕННЫЕ ДИФФУЗИЕЙ ТИТАНА В НИОБАТ ЛИТИЯ

С момента написания гл 4 были достигнуты новые успехи в области создания волноводов на основе диффузии титана в ниобат лития [7 24, 7.25] Хотя крупномасштабное коммерческое производство отдельных устройств еще не возникло, многие фирмы продают прототипы и опытные образцы модуляторов, небольших переключательных матриц, волоконных схем гироскопов и устройств управления поляризацией В дополнение к этому появился в продаже [7 26] первый изготовленный промышленностью оптический тестер, включающий в себя волноводы на ниобате лития Кроме того, во всем мире проводятся многочисленные эксперименты со сверхвысокоскоростными системами связи, которые используют внешние модуляторы на Ti $LiNbO_3$ Главным вопросом, от которого зависит внедрение данной технологии в промышленность, как впрочем, и интегральной оптики в целом, является определение области ее крупномасштабного применения, оправдывающего массовое производство В то время как основные усилия направляются на внедрение в промышленность, в ряде случаев проводятся интересные перспективные исследования. Эти перспективные исследования являются предметом краткого и, к сожалению, неполного из за ограниченности объема обзора, приведенного ниже

Большинство из последних исследований направлено на улучшение созданных устройств или на реализацию ранее предложенных конструкций, рассматриваемых в гл 4 Однако в этой главе не было отмечено одно устройство, которое имеет весьма привлекательные рабочие характеристики Это акустооптический (АО) перестраиваемый фильтр

[7 27], который является акустооптическим аналогом электрооптического преобразователя мод TE $\Leftrightarrow$ TM, описанного в разд 4 5 1 Здесь связь между ортогональными TE- и TM-модами осуществляется ие за счет иедиагоиального элемента электрооптического тензора, а за счет фотоупругого эффекта, который определяется коллинеарным распространением поверхностной акустической волны Для обеспечения сфазированного преобразования иа оптической длине волны λ_0 длина акустической волны должиа быть равна периоду между электродами (4 5 2) Следовательно, центральную длину волны можно перестраивать, изменяя акустическую длину волны за счет измеиеиия частоты управляющего сигнала При использовании x-среза на длиие взаимодействия 2,3 см была достигнута 98% ная эффективиость преобразования TE $\Leftrightarrow$ TM при мощиости управляющего сигнала 340 мВт Акустическая частота для обеспечения сиихронизма на оптической длине волны $\lambda = 1{,}5$ мкм составила 175 МГц Полоса пропускания при даиной длине взаимодействия была равна примерно 12 Å, а диапазон перестройки, ограиичениый частотной характеристикой преобразователя, составил 1400 Å [7 27] Одним из преимуществ такого фильтра является то, что формирование нескольких окон прозрачности достигается за счет подачи акустического сигнала на иескольких частотах [7 28] Были также продемонстрированы поляризационно независимые акустооптические фильтры, использующие различные геометрические конфигурации [7 29], как и в раиее созданиых электрооптических TE $\Leftrightarrow$ TM фильтрах За счет концентрации акустической мощиости в акустическом волноводе было достигиуто полное преобразование иа длиие взаимодействия 0,9 см при $\lambda_0 = 0{,}63$ мкм и электрической мощности 90 мВт [7 30] Был также проведен ряд экспериментов с системами, использующими акустооптические перестраиваемые фильтры [7 31, 7 32]

В области быстродействующих внешних модуляторов существенный прогресс был достигнут в области их применения для измерительных приборов, линий связи кабельного телевидения, в создании высокоэффективных переключателей и модуляторов с ограиичеииой полосой пропускаиия, а также значительный интерес вызывают широкополосиые (10 Гбит/с) длиииые линии в цифровых системах связи, что является следствием практической реализации оптических усилителей на волокнах, легированных эрбием Для применения в области цифровых систем особенно важными являются широкая полоса, низкое управляющее напряжение и малые потери на стыковку с волокном Последиие попытки оптимизации модуляторов привели к созданию устройств, демонстрирующих прекрасные характеристики во все увеличивающемся количестве экспе-

риментов с системами, имеющими скорость передачи информации 10 Гбит/с и более Главным результатом проведениой оптимизации является то, что за счет увеличения толщины буферного слоя из диоксида кремния удалось повысить эффективный показатель преломления для СВЧ сигнала, что, в свою очередь, снизило различие в скоростях распространения оптического и электрического сигналов и, следовательно, привело к расшнрению полосы [7 33, 7 34] Несмотря на то что с увеличением толщины буферного слоя необходнмо увеличивать модулирующее напряжение, его возрастание остается меньшим, чем увеличение полосы модуляции В результате этого возможно увеличение длины электродов, приводящее к снижению требуемого модулирующего напряжения, при этом достигается выигрыш в снижении управляющего напряжения по сравнению с более коротким устройством, имеющим тонкий буферный слой Для снижения электрических потерь в этом достаточно протяженном устройстве используются толстые золотые электроды, которые приводят к уменьшению эффективного преломления для СВЧ сигнала В качестве примера был продемонстрирован интерференционный модулятор, изготовленный на *z* срезе ниобата литня с буферным слоем из диоксида кремния толщиной 1 мкм и золотым электродом толщиной 10 мкм, образующим асимметричиую компланарную полоску (рис 4 10) с перемычкой шириной 9 мкм и зазором между электродами 15 мкм [7 34] Такая структура обладает импедансом 50 Ом и эффективиым показателем преломления для СВЧ сигнала 2,55 В устройстве с длиной взаимодействия 20 мм ширина полосы по уровню электрического сигнала 3 дБ составляет 12 ГГц, а требуемое модулирующее напряжеиие всего лишь 6,4 В в диапазоие 1,5 мкм Для увеличения температурной стабильности применено покрытие из аморфного кремния

Роль таких модуляторов увеличивается в связи со стремлением к повышению скорости передачи информации н благодаря тому, что теперь имеются волоконно оптические усилители Последние, будучи используемы как предусилители, снижают ограничение на протяженность линии за счет потерь, при этом главным фактором, ограничивающим протяженность линии или скорость передачи информации, является хроматическая дисперсия Эффекты, связанные с дисперсией, могут быть уменьшены за счет использования сигналов с ограниченной полосой информационного наполнения, что нетрудно получить с помощью внешиего модулятора, но, как правило, не за счет прямой модуляции интенсивностн одночастотного полупроводникового лазера С помощью модулятора исследователям удалось [7 35, 7 36] безошибочно передать информацию со скоростью 12 Гбит/с иа дальность более 84 км по волокну со

смещенной дисперсией на расстояния более 161 км со скоростью 10 Гбит/с Внешние модуляторы играют еще более важную роль в системах с применением оптических усилителей в качестве ретрансляторов в линиях протяженностью порядка нескольких сотен километров без электронной регенерации Например, модулятор на основе Ti $LiNbO_3$ был использован в линии длиной 516 км с 12 усилителями при скорости передачи 2,5 Гбит/с [7 37]

Продолжает возрастать интерес к применению внешних модуляторов для передачи аналоговых сигналов по линиям оптического кабельного телевидения Известно, что кубическая нелинейность стандартных модуляторов слишком велика Однако использование малошумящего мощного лазера Nd ИАГ с диодной накачкой и электронной схемы для улучшения линейности в совокупности с внешним модулятором на основе Ti $LiNbO_3$ позволило продемонстрировать приемлемое отношение сигнал/шум и уровень искажений в 50 канальной линии оптического кабельного телевидения [7 38]

Также были продемонстрированы как низко, так и высокочастотные модуляторы с ограничением полосы пропускания Низкочастотные устройства такого рода представляют собой настроенные модуляторы емкостного типа, которые ранее применялись для аналоговых линий [7 39] В высокочастотных устройствах с электродами, образующими СВЧ резонатор, была достигнута полоса 1,1 ГГц в диапазоне 17 ГГц [7 40, 7 41] Кроме того, за счет использования электродов с периодическим обращением фазы, описанных в разд 4 2 2, при малой мощности сигнала (400 мВт) удалось достичь эффективной (100%) модуляции при центральной частоте сигнала 36 ГГц с шириной полосы около 6 ГГц [7 42] С помощью этого устройства удается разуплотнить импульсы оптического излучения, следующие с интервалами всего лишь 14 пс при уровне перекрестных помех порядка -20 дБ и синусоидальном электрическом сигнале [7 42] Активные исследования продолжаются в области создания оптических переключательных матриц на ниобате лития Новая архитектура таких устройств, при которой количество переключающих элементов 2×2 возрастает как $\log_2 N$, где N — число входов, делает допустимым пространственное размещение переключающих элементов, при котором возможно управление каждым из них несколькими сотнями каналов при скорости передачи информации до 1 Гбит/с [7 43, 7 44] Доказательством существенного улучшения технологии в этой области является создание коммутатора 8×8, основанного на разветвляющейся архитектуре Бенеса, который состоит из 48 направленных ответвителей, с постоянством значения переключающего напряжения в пределах

±2% [7 45] Такая разветвляющая архитектура существенно снижает требования к уровню перекрестных помех на пересечениях [7 46] Этот факт наряду с неизменностью переключающего иапряжения позволяет реализовать переключатели, у которых каждое конкретное пересечение каналов будет управляться одиим и тем же напряжением Такая переключательиая матрица состоит из двух подложек из ниобата лития, в каждой из этих подложек содержатся половины отдельных переключателей, которые склеиваются вместе Также были изготовлены новые типы поляризационно иезависимых переключательных матриц за счет тщательиого соблюдеиия технологических режимов [7 47] и применения оригинальной структуры, позволяющей изменять коэффициеит связи [7 48] Недавно появилось сообщение [7 22] о создании поляризационно-независимой переключательной матрицы 4 × 4, состоящей из асимметричных управляемых цифровых Y разветвителей Исследования в области переключательиых систем, основанных на Ti $LiNbO_3$, идут очень активно Подтверждением этого являются примеры создания переключателей на 32 пространственно разделенные линии, основанных на матрицах 8 × 8 и 4 × 8 [7 49], центрального коммутирующего переключателя системы временного уплотнения, связанного с широкополосными периферийными переключателями и основанного на разветвляющейся архитектуре Бенеса, описанной выше [7 50], а также продвижение в направлении создания полностью фотонного пространственно временного переключателя, который включает в себя оптическое устройство разделения времени [7 51] и быстродействующий центральный пространственный переключатель, который может периодически изменять свою конфигурацию за время менее 250 пс [7 52]

Значительный прогресс был достигнут в области создания волноводных устройств методом протонного обмена В частности, путем соответствующего отжига после процесса обмена были создаиы электрооптические устройства, у которых отсутствовала деградация электрооптического коэффициента [7 53] В этих устройствах потери на распространение и стыковку с волокном сравнимы с волноводами, полученными путем диффузии титана, кроме того, эти устройства более устойчивы по отиошению к фоторефракции В работе [7 54] были продемонстрированы высококачественные волноводы, получеиные протонным обменом в таиталате лития Оии также обладают пониженным фоторефрактивиым эффектом Так как протоиный обмеи измеияет только необыкиовеиый показатель преломления, все эти волноводы поддерживают моды единственной поляризации Это является их существенным преимуществом примеиительио к созданию схем обработки сигиалов для волоконных гиро

скопов [7 55]

Ряд других интересных достижеиий включают в себя волноводиый лазер, получеиный легированием $LiNbO_3$ неодимом [7 56], а также предложенную и реалнзованную конструкцию не требующего подстройки устройства управления полярнзацней [7 57] Прнмером сложной интеграцнн является многофункциональная оптическая схема на Ti $LiNbO_3$, которая обеспечнвает обработку сигналов для волоконно оптических датчиков, таких, как гироскоп, и состоит из 11 различных компонентов [7 58, 7 59]

7.5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С СЕЛЕКЦИЕЙ МОД

Вследствие того что этот вопрос потребовал переработки, мы ввели изменения и уточнения в материал гл 5, и здесь мы его рассматривать ие будем Большинство изменений включено в разд 5 7 5 Кроме того, в гл 5 добавлен разд 5 8 вместе с дополнительной литературой

7.6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА

Самым большим достижением в области полупроводннковой интегральной оптнки за последние пять лет явилось резкое уменьшение потерь на распространение в оптических волноводах, изготовляемых с помощью химического осаждения из газовой фазы с нспользованием разложения металлоорганических соединений (РМС ХОГФ), известного, кроме того, как газофазная эпитаксия из металлооорганнческих соединений (ГФЭ МОС), а также с помощью эпитаксии из молекулярных пучков (ЭМП) В частности, повышение качества и однородности подложек и улучшение технологий роста позволили снизить потери при распространенни в этих структурах с нескольких децибел на сантиметр до десятых долей децибела на сантиметр [7 60—7 68] Из за крайне низких потерь для характеристики таких волноводных структур широко применяют очень точный метод, основанный на измерении разрешающей способности волиоводного резонатора Фабри—Перо [7 69] Резкое снижение измеряемых потерь на распространение в обычных волноводах и в волноводах с на бором квантовых ям (НКЯ) достигнуто в обоих материалах, основаных на GaAs [7 60—7 63] и InP [7 64—7 68] Кроме того, были продемонстрированы нзгибы гетероструктурных волноводов с низкими потерями и радиусами закругления меньше 1 мм [7 70—7 72] Эти изгибы нзготавливались с прнменением различных технологических методов, таких, как реактивное травлеиие ионным пучком [7 70], влажное химическое

травленне [7 71, 7 72] н разупорядочиванне набора квантовых ям с помощью введення прнмеси, который будет описан нnже [7 73]

Наряду с полупроводннковымн ннтегральнымн оптическнмн волноводами с ннзкими потерями большне усилня былн направлены на развнтне полупроводниковых оптических волноводных модуляторов, былн продемонстрированы многочисленные устройства, в том чнсле модуляторы как интенсивности, так и фазы Эффект электропоглощення в полупроводнпковых структурах с НКЯ, который нзвестен также как квантово-размерный эффект Штарка, примерно в 50 раз сильнее аналогнчного эффекта в объемных полупроводниках [7 74] Поэтому был проявлен большой интерес к использованню волноводов с НКЯ как оптическнх модуляторов интенсивности [7 74—7 82] Однако недостатком модуляторов на электропоглощении являются рассеяние тепла н невозможиость использовать их для переключення света между несколькимн выходнымн плечами Кроме того, применнмость даниых устройств могут ограничивать высокне вносимые потери и эффекты насыщения

Большнпство проводимых в настоящее время нсследований по полупроводннковым модуляторам направлено на разработку волноводных устройств, основанных на фазовой модуляции как в обычных полупроводнпковых волноводах, так и в структурах с НКЯ Рекордные уровни сдвига фазы на вольт на единнцу длины достнгнуты в обычных полупроводниковых волноводах при нспользовании модуляторов на основе сдвига края обедненной области [7 83—7 86] Чтобы получнть максимальное изменение эффектнвного показателя преломления на прнложенный вольт напряжения, этн устройства сочетают различные эффекты электрического поля и носителей в обедненной областн обратио смещенного $p-n$ перехода В частности, имеются сообщения, что в модуляторе на основе четырехслойного гребневого GaAs/GaAlAs волновода, работавшего на длине волны 1,06 мкм, получен коэффнциент сдвига фазы 96°/(В·мм) [7 85] Несмотря на то что коэффициеиты модуляции в рассматриваемых структурах представляются многообещающими и эти устройства хорошо подходят для связи с ннтегральными лазерами, до сих пор данные структуры не были продемонстрнрованы в устройствах с низкимн вносимыми потерями или в интегральных оптнческих модуляторах ннтенсивности (таких, как интерферометры Маха—Цендера)

Наряду с фазовыми модуляторамн на основе обычных полупроводниковых оптических волиоводов [7 83—7 91] в последнее время большой интерес проявляется к разработке электрооптических фазовых модуляторов с квантовыми ямамн [7 92—7 95] Этн устройства представляются многообещающнми благодаря сильному электрорефрактнвному эффекту,

который сопровождает квантово размерный эффект Штарка в этих структурах Для данного электрорефрактивиого эффекта наведенное измеиеиие показателя преломления представляет квадратичиую зависимость от величины приложениого электрического поля в дополнеиие к линейиому электрооптическому изменению показателя преломления, проявляющемуся в кристаллах типа цииковой обманки [7 93] Были продемонстрированы электрооптические интерферометры Маха—Цендера с ослаблеиием ~10 дБ, построенные на основе InGaAsP/InP волноводов с квантовыми ямами,с активными длииами 650 мкм и управляющими иапряжениями ~17 В [7 95] Наиболее эффективная фазовая модуляцня достигается обычио в устройстве с квантовыми ямами, которое работает иа длине волиы, иемиого меньшей ширины запрещеиной зоиы материала полупроводникового волновода К сожалеиию, в этих условиях модулирующее электрическое поле вызывает также нежелательную модуляцию интенсивности оптического сигнала, часто существует компромисс между способностью устройства осуществлять фазовую модуляцию и сопровождающей ее остаточной модуляцией иитенсивности Кроме того, такие устройства обычно имеют высокие вноснмые потери даже при условии нулевого смещеиия

Полупроводииковые модуляторы бегущей волны перспективны для высокоскоростиой внешией модуляции оптических сигиалов, причем оии ие имеют ограничений по управляющей мощиости, и за последнне пять лет в разработке этих устройств достигнуты существениые успехи [7 96—7 101] Ограиичивающим фактором, от которого завнсит достижнмая полоса рабочих частот даиных устройств, стаиовится рассогласование скоростей оптической и СВЧ волн Применяя иовую коифигурацию электродов, в электрооптических модуляторах на осиове материалов $A^{III}B^{V}$ было получеио почти полное согласование СВЧ и оптической скоростей, благодаря чему достигиуты полосы частот шириной 25 ГГц и управляющие напряжения меньше 5 В [7 100]

Полупроводниковые оптические волноводные переключателн являются важнейшими для реалнзации интегральных оптоэлектроиных схем компонентами, н в последнее время появились сообщения о многочисленных успешиых разработках этих устройств [7 102—7 117] Напрнмер, продемонстрирован оптическнй волноводный переключатель из InGaAsP/InP, работающий на основе нндуцнрованного носнтелями изменения показателя преломления обычного полупроводникового волновода [7 102, 7 103], и нзготовлена иезапирающая матрица оптических переключателей 4 × 4 [7 108—7 110] Также были продемонстрнрованы иаправлеииые ответвители и межсекционные переключатели, использующие элект-

рорефракцию в различных НКЯ гетероструктурах [7 111—7 116] И наконец, имеются сообщения о предварительных экспериментах с оптическим переключателем на пересекающихся волноводах с использованием сдвига края обедненной области [7 117] и о переключателе на основе поляризационно независимого направленного ответвителя, предложенного для волноводов, изготовленных на ориентированных в направлении [111] подложках [7 118]

На протяжении последних пяти лет темой многочисленных публикаций была монолитная интеграция различных волноводных оптоэлектронных компонентов Монолитная интеграция полупроводниковых лазерных устройств и оптических волноводов с высоким пропусканием была достигнута за счет применения новых разнообразных конструкций устройств и технологий обработки материалов [7 119—7 121] Эти технологии, среди которых разупорядочивание НКЯ посредством введения примеси и эпитаксиальный рост слоев, образующих квантовые ямы на профилированных непланарных подложках, обеспечивают средства для зонной инженерии гетероструктур с квантовыми ямами в боковых направлениях Имеются также сообщения о многочисленных примерах интеграции системы волновод—фотоприемник [7 122—7 125] Большинство этих усилий было сосредоточено на связанных через затухающие поля устройствах, в которых поглощающий фотоприемный слой эпитаксиально выращен на поверхности прозрачного волновода Недавно предложен и продемонстрирован способ согласования импедансов для улучшенной интеграции системы волновод—фотоприемник [7 126, 7 127] На оптоэлектронных интегральных схемах был изготовлен из GaAs/GaAlAs монолитный 4 битовый волноводный аналого цифровой преобразователь, в котором использовался один интерферометр Маха—Цендера с ответвителями [7 128] Кроме того, продемонстрирована схема спектрального уплотнения, состоящая из трех независимо перестраиваемых лазеров, пассивного волноводного оптического сумматора и выходного оптического усилителя, монолитно интегрированных на общей подложке InP [7 129]

На протяжении последних пяти лет активной областью исследований оставалась монолитная интеграция оптоэлектронных и электронных устройств с целью создания оптоэлектронных интегральных схем (ОЭИС) Было разработано несколько интегральных схем передатчиков и приемников [7 130—7 141], а также продемонстрирована ОЭИС переключающего модуля 4 × 4 из GaAs, состоящая из 4 канальной ОЭИС приемника, GaAs схемы электронного переключателя 4 × 4 и 4 канальной ОЭИС передатчика [7 142] Помимо этого, GaAs интегральная схема с передатчиком и составляющая ей пару ОЭИС приемника, содержащая 4 фотодиода

и 8000 GaAs полевых транзисторов, были включены в волокоино оптическую линию связи со скоростью передачи 950 Мбит/с, предназначенную для систем обработки информации с высокими характеристиками [7 143, 7 144]

Получение полностью оптического переключения всегда вызывало большой интерес, и в нескольких недавно опубликованных работах сообщается о начале изучения возможностей полностью оптического переключения в интегральных оптических волноводах GaAs и GaAlAs Полностью оптическое переключение с временами порядка пикосекунд продемонстрировано в нелинейных направленных ответвителях с квантовыми ямами в GaAs/GaAlAs [7 145] Кроме того, имеются также сообщения о фемтосекундных измерениях нерезонансного значения коэффициента нелинейности ($n_2 \approx 10-12$ см^2/Вт) при комнатной температуре в волноводах из GaAlAs [7 146, 7 147] Однако наличие двухфотонного поглощения на длинах волн меньше, чем ~ 30 нм, ниже края поглощения GaAlAs может приводить к серьезному ограничению на быстродействие полностью оптического переключения в прямозонных полупроводниках Наконец, на гребневых волноводах GaAlAs были выполнены эксперименты по невырожденному четырехволновому взаимодействию, позволившие получить оценку различных тензорных составляющих кубической нелинейной восприимчивости в этом материале со структурой типа цинковой обманки [7 148]

Данный обзор в значительной степени посвящен полупроводниковым интегрально оптическим устройствам, разработанным для применения в волоконно оптических системах, работающих в диапазоне длин волн 0,8—1,5 мкм Однако благодаря легкому управлению мощностью и относительно широкому диапазону пропускания (от ближнего до среднего ИК) полупроводниковые волноводные устройства были также разработаны для большого числа других применений в лазерных системах Например, имеются сообщения [7 149—7 151] о нескольких волноводных модуляторах на основе GaAs и InP, предназначенных для сдвига частоты CO_2 лазера с длиной волны 10,6 мкм Эти устройства применяются как для сдвига лазерной частоты на входе вверх или вниз на 8—18 ГГц, так и для получения боковой частоты отличающейся от частоты на входе на 0—5 ГГц Кроме того, был продемонстрирован [7 152] оптический аналог СВЧ радиолокатора с фазированной решеткой, предназначенный для быстрого управления пучком, основанный на электрооптическом эффекте в эпитаксиально выращенной стопе полупроводниковых волноводов из GaAlAs Это устройство использовалось как широкоугольный (26°) двумерный лазерный сканер и способно работать на ча-

стотах порядка 1 МГц

Прогресс в области конструирования и эксплуатационных характеристик полупроводниковых интегрально оптических компонентов обусловлен многочисленными технологическими разработками, применяемыми при изготовлении этих оптоэлектронных устройств Например, активной областью исследований является селективное разупорядочивание (или перемешивание) состава материалов, образующих набор квантовых ям, поскольку этот метод играет важную роль в образовании интегрально-оптических волноводных структур В частности, используя селективное разупорядочивание, можно получать очень большие изменения коэффициента поглощения и показателя преломления в боковых направлениях образца и таким образом создавать различные устройства с квантовыми ямами Продемонстрировано несколько методов разупорядочивания, среди которых диффузия или имплантация примесей [7 153—7 156], отжиг [7 157], бомбардировка ионами [7 158—7 160] и лазерное плавление [7 161], а также изготовлены многие интегрально оптические устройства Вот несколько примеров устройств, изготовленных с помощью разупорядочивания квантовых ям оптические волноводы [7 162], селективные по отношению к TE—TM модам канальные волноводы [7 163], активные устройства, такие, как лазеры, монолитно интегрированные с пассивными волноводами и модуляторами [7 119, 7 164]

Наряду с селективным разупорядочиванием состава имеются сообщения о ряде других важных разработок в технологии полупроводниковых интегрально оптических устройств Большинство этих способов относится к широкому классу методов лазерной обработки материалов В частности, лазерное фотохимическое травление применяется при изготовлении гребневых волноводов в гетероструктуре GaAs/GaAlAs [7 165], лазерное химическое осаждение из газовой фазы используется для изготовления градиентной по составу интегральной линзы из GaAlAs [7 166], применение процесса десорбции, проходящего по создаваемому лазером рисунку, позволило получить трехмерные структуры в GaAs слое с квантовыми ямами [7 167], благодаря лазерному селективному химическому травлению удалось осуществить активную подстройку волноводных устройств из GaAs [7 168] Кроме того для изготовления суживающихся волноводных антенн с изменяющимися размерами и составом разработан ЭМП метод роста, в котором используется градиентный нагрев подложек [7 169] Эти антенны позволяют повысить направленность в дальней зоне пучков, излучаемых из GaAlAs волноводов, и увеличить эффективность связи между интегрально оптическими волноводами и одномодовыми волокнами

Имеются также сообщения о других системах материалов как основе, на которой могут формироваться интегрально оптические устройства. Например, для применения в лазерных диодах разрабатываются материалы на основе деформированных слоев с набором квантовых ям из InGaAs/AlGaAs, которые, возможно, окажутся полезными для широкого ряда интегрально-оптических устройств [7.170]. Кроме того, несколько авторов [7.171—7.177] сообщили о способах изготовления оптических волноводов и волноводных устройств в кристаллическом кремнии или на нем Для использования в системе SiO_2—Si был разработан новый тип оптического волновода, известный под названием антирезонансный отражающий оптический волновод [7.178—7.180]. Показано, что эта новая волноводная структура может работать на одной поляризации с низким уровнем потерь. Техника гетероэпитаксии применялась для изготовления волноводов из GaAs на InP, обладающих потенциальными преимуществами при использовании в ОЭИС длинноволнового диапазона и в интегральной оптике [7.181]. Однако потери в волноводах, полученных этим методом, весьма высоки (~ 10 дБ/см). Волноводы из GaAlAs на InP с несколько меньшими потерями (~ 7 дБ/см) были недавно изготовлены с использованием метода эпитаксиального отслаивания и переноса [7.182, 7.183] Кроме того, методом ЭМП выращены оптические волноводы и фазовые модуляторы из GaAs/GaAlAs на подложках Si и в таких гребневых волноводных структурах продемонстрированы потери порядка 1 дБ/см [7 184, 7 185]

В проведенном выше обзоре интегральной оптики на основе полупроводников внимание в первую очередь было обращено на разработку волноводных оптоэлектронных компонентов. Тем не менее последние достижения в тесно связанных областях технологии неволноводной оптоэлектроники на основе соединений $A^{III}B^{V}$, возможно, окажут значительное влияние на будущие полупроводниковые интегрально-оптические устройства. Эти быстро развивающиеся области здесь только кратко упомянуты, и читатель может обратиться к более подробным обзорам по каждому из данных важных технологических направлений. В последнее время большие усилия были направлены на разработку полупроводниковых лазерных матриц с излучением с поверхности, могущих найти широкое применение в когерентной и некогерентной областях. В частности, продемонстрированы матрицы с резонаторами в вертикальном направлении [7.186—7.191], матрицы с поверхностным излучением с решеток [7.192—7.194] и матрицы с излучением с поверхности, в которых используются отражающие зеркала [7 195—7 198]. В большинстве лазеров с излучением с поверхности и с вертикальными резонаторами в настоя-

щее время в качестве отражателей применяют диэлектрические стопы с высоким коэффициентом отражеиия. Такие диэлектрические стопы состоят из монолитно выращенных чередующихся четвертьволновых полупроводниковых слоев нз материалов различного состава. Исследуются также диэлектрические зеркала этого типа, предназначенные для резонансных модуляторов с кваитовыми ямами, управляющих светом, излучаемым по нормали к поверхности [7.199—7.201], которые могут использоваться для обработки двумерных оптических сигналов и могли бы оказаться полезными для множества других устройств. Кроме того, разработан класс оптически управляемых оптоэлектронных структур, известиых как устройства с электрооптическим самовоздействием [7 202, 7.203]. В данных устройствах используются внешнее смещения и резистор (или освещаемый кремниевый фотодиод), включенные последовательно с НКЯ-структурой, что позволяет достичь иелинейного бистабильного оптического переключеиия; эти устройства потенциально могли бы примеияться для выполиения оптических логических операций.

Литература

7.1. Special Feature on Guided-Wave Phenomena. —J. Opt. Soc. Am. **B6**, 263 (1988)

7.2. *Mishra P.K. et al.* —IEEE Trans., **MTT-33**, 282 (1985).

7.3. *Koshiba M., Suzuki M.* —J. Lightwave Technol , **LT-4**, 656 (1986).

7.4. *Marcatili E.A.J., Hardy A.A.* —IEEE J., **QE-24**, 766 (1988).

7.5. *Henry C.H., Verbeek B.H.* —J Lightwave Technol., **LT-7**, 308 (1989).

7.6 *Chu S.-T., Chaudhari S K* —J. Lightwave Technol , **LT-7**, 2033 (1989).

7.7. Special Issue on Numerical Methods. —IEEE Trans. **MTT-33**, 847 (1985).

7.8. Special Issue on Integrated Optics. —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 984 (1988).

7.9. *Silberberg Y., Perlmutter P., Baran J.E.* —Appl. Phys. Lett., **51**, 1230 (1987)

7 10. *Chen K.L., Wang S.* —Appl. Phys. Lett., **44**, 166 (1984).

7.11. *Findakly T.K., Leonberger F.J.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 36 (1988).

7.12. *Haus H.A., Whitaker W.A.* —J. Appl. Phys. Lett., **46**, (1985).

7.13. *Goel K., Chang W.S.C.* —IEEE J., **QE-23**, 2216 (1987).

7.14. *Weber J.P., Thylen L., Wang S.* —IEEE J., **QE-24**, 537 (1988).
7.15. *Burns W.K.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 1051 (1988).
7.16. *Burns W.K.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 1058 (1988); см. также исправление в J. Lightwave Technol., **LT-7**, 1425 (1989).
7.17. *Xu S., Peng S.T., Schwering F.K.* —IEEE Trans., **MTT-37**, 686 (1989).
7.18. *Burns W.K., Lee A.B., Milton A.F.* —Appl. Phys. Lett., **29**, 790 (1976).
7.19. *Martin W.E.* —Appl. Phys. Lett., **26**, 562 (1975).
7.20. *Burns W.K., Milton A.F., Lee A.B., West E.J.* —Appl. Opt., **15**, 1053 (1976).
7.21. *Izutsu M., Enokihara A., Sueta T.* —Opt. Lett., 549, (1982).
7.22. *Granestrand P. et al.* —Electron Lett., **26**, **4** (1990)
7.23 *Burns W.K.* —J. Lightwave Technol., в печати.
7.24. *Voges E., Neyer A.* —J. Lightwave Technol., LT-5, 1229 (1987).
7.25. *Thylen L.* —J. Ligntwave Technol. **LT-6**, 847, (1988).
7.26. *Jungerman R.L. et al.* —Optical Fiber Communication Conf., San Francisco (1990), Paper FB2.
7.27. *Heffner B.L.* —Electron. Lett., **24**, 1563 (1988).
7.28. *Cheung K.W. et al.* —Electron. Lett., **25**, 375 (1989).
7.29. *Smith D.A. et al.* —Appl. Phys. Lett., **56**, 209 (1990).
7.30. *Frangen J. et al.* —European Conf. on Integrated Optics, Paris (1989).
7.31. *Cheung K.W., Liew S.C., Lo C.N.* —Electron. Lett., **25**, 381 (1989).
7.32. *Cheung K.W., Liew S.C., Lo C.N.* —Lectron. Lett., **25**, 636 (1989).
7.33. *Korotky S.K.* —Topical Meeting on Numerical Simulation and Analysis in Guided-Wave Optics and Opto-Electronics Houston, 1989.
7.34. *Seino M. et al.* —European Conf. on Optical Communications, San Francisco (1989) Paper ThB22-5.
7.35. *Nishimoto H., Yokota I., Suyama M. et al.* —Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Communications (IOOC'89), Kobe (1989) Paper 20PDA-8.
7.36. *Hagimoto K. et al.* —IOOC'89, Kobe (1989), Paper 20PDA-6.
7.37. *Iwatsuki K. et al.* —IOOC'89, Kobe (1989), Paper 20PDA-1.
7.38. *Childs R.B., O'Byrne U.* —Optical Fiber Communications Conf. '90, San Francisco (1990), Paper PD23.
7.39. *Betts G.E. et al.* —IEEE Photon. Technol. Lett., **1**, 404

(1989).
7.40. *Izutsu M., Sueta T.* —IOOC'98, Kobe (1989), Paper 19D4-1.
7.41. *Mizuochi T. et al.* —Optical Fiber Communications Conf. '90, San Francisco (1990) Paper WM25.
7.42. *Korotky S.K., Veselka J.J.* —Optical Fiber Communications Conf. '90, San Francisco (1990), Paper TUH2.
7.43. *Wale M.J. et al.* —Conf. on Lasers and Electro-Optics, Baltimore (1987), Paper WQ5.
7.44. *Alferness R.C.* —IEEE J., **SAC-6,** 1117 (1988).
7.45. *Veselka J.J. et al.* —Optical Fiber Communications Conf.'89, Houston (1989), Paper ThB2.
7.46. *Padmanabhan K., Netravali A.N.* —IEEE Trans., **Com-35,** 1357 (1987).
7.47. *Nishimoto H.S., Suzuki S., Kondo M.* —Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics, Santa Fe (1988), Postdeadline Paper 6.
7.48. *Granestrand P. et al.* —Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics, Santa Fe (1988), Postdeadline Paper 3.
7.49. *Suzuki S. et al.* —Optical Fiber Communications Conf. '87, Reno (1987), Paper WB4.
7.50. *Thompson R.A. et al.* —Topical Meeting on Photonic Switching, Salt Lake City (1989), Paper ThE3.
7.51. *Whitehead N. et al.* —Topical Meeting on Photonic Switching, Salt Lake City (1989), Paper WA2.
7.52. *Korotky S.K. et al.* —Optical Fiber Communications Conf. '89, Houston (1989), Paper ThL3.
7.53. *Suchoski P.G., Findakly T.K., Leonberger F.J.* —Opt. Lett., **13,** 1058 (1988).
7.54. *Findakly T., Suchoski P.G., Leonberger F.J.* —Opt Lett., **13,** 797 (1988).
7.55. *Suchoski P.G., Findakly T.K., Leonberger F.J.* —Optical Fiber Communications Conf. '90, San Francisco (1990), Paper FB3.
7.56. *Lallier E. et al.* —IOOC'89, Kobe (1989), Paper 20PDB-1.
7.57. *Heismann F., Divino M.D., Buhl L.L.* —Optical Fiber Communications Conf. '90 San Francisco (1990), Paper TuH3.
7.58. *Minford W. et al.* —Proc. SPIE, **1169** (1989).
7.59. *Findakly T. et al.* —Proc. SPIE, **1169** (1989).
7.60. *Hiruma K. et al.* —Appl. Phys. Lett., **47,** 186 (1985).
7.61. *Inoue H. et al.* —J. Lightwave Technol. **LT-3,** 1270 (1985).
7.62. *Kapon E., Bhat R.* —Appl. Phys. Lett., **50,** 1628 (1987).

7.63 *Deri R.J., Kapon E, Schiavone L.M* —Appl. Phys. Lett, **51**, 789 (1987).

7.64. *Koren U. et al.* —Appl. Phys Lett., **49**, 1602 (1986).

7.65 *Joyner C.H. et al.* —Appl. Phys. Lett., **50**, 1509 (1987).

7.66. *McIlroy P.W.A. et al.* —Electron. Lett., **23**, 701 (1987).

7.67 *Deri R.J. et al.* —Appl. Phys. Lett., **54**, 1737 (1989).

7.68. *Deri R.J.* —Appl. Phys. Lett., **55**, 1495 (1989).

7.69. *Walker R.G.* —Electron. Lett., **21**, 581 (1985).

7.70. *Takeuchi H., Oe K.* —Appl. Phys. Lett., **54**, 87 (1989).

7.71 *Deri R.J. et al.* —IEEE Photonics Technol. Lett., **1**, 46 (1989).

7.72. *Tang T.K et al.* —IEEE Photonics Technol. Lett., **1**, 120 (1989).

7.73. *Swanson P.D. et al* —Opt. Lett., **13**, 245 (1988).

7.74 *Wood T.H.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 743 (1988).

7.75. *Wakita K. et al.* —Electron. Lett, **22**, 907 (1986).

7.76 *Wood T.H. et al.* —Electron. Lett., **23**, 540 (1987).

7.77. *Dutta N.K., Olsson N.A.* —Electron. Lett., **23**, 853 (1987).

7.78 *Wakita K et al.* —Electron. Lett., **23**, 1067 (1987).

7.79. *Koren U et al.* —Appl. Phys. Lett., **51**, 1132 (1987).

7.80. *Wood T.H. et al.* —Electron. Lett., **24**, 840 (1988).

7.81 *Wakita K. et al.* —Electron. Lett., **24**, 1324 (1988).

7.82 *Wakita K. et al.* —In: Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Info, and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 2, p. 116.

7.83 *Alping A. et al.* —Appl Phys. Lett., **48**, 1243 (1986).

7.84. *Coldren L.A., Mendoza-Alvarez J.G., Yan R.H.* —Appl. Phys Lett., 51, 792 (1987).

7 85. *Mendoza-Alvarez J.G. et al.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 793 (1988).

7 86 *Wu X S. et al.* —Proc. 7th Int'l. Conf Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Info., and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 3, p. 124.

7 87 *Faist J. et al.* —Appl Phys. Lett, **50**, 68 (1987).

7 88. *Bourbin Y. et al.* —Electron. Lett., **24**, 221 (1988).

7.89 *Deri R.J et al.* —Appl Phys. Lett., **53**, 1803 (1988).

7.90. *Lee S.S., Ramaswamy R V., Sundaram V.S.* —Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Inf. and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 1, p. 64.

7.91. *Pamulapati J., Bhattacharya P.K* —Appl. Phys. Lett., **56**, 103 (1990).
7.92 *Koren U. et al.* —Appl. Phys. Lett., **50**, 368 (1987).
7 93 *Zucker J.E., Hendrickson T.L., Burrus C.A.* —Appl. Phys. Lett., **52**, 945 (1988).
7.94. *Wakita K. et al.* —IEEE Photon Technol. Lett., **1**, 441 (1989).
7.95. *Zucker J.E. et al.* —IEEE Photon. Technol. Lett., **2**, 32 (1990).
7.96. *Lin S.H., Wang S.Y.* —Appl. Opt., **26**, 1696 (1987).
7.97 *Wang S.Y., Lin S.H., Houng Y.M.* —Appl. Phys Lett., **51**, 83 (1987).
7.98 *Wang S.Y , Lin S.H.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 758 (1988).
7.99 *Walker R G.* —Appl. Phys. Lett., **54**, 1613 (1989).
7.100. *Walker R.G., Bennion I., Carter A.C.* —Electron. Lett., **25**, 1549 (1989).
7.101. *Tan M.R.T., Wang S.Y.* —In: Technical Digest, Topical Meeting on Integrated Photonics Research (OSA, Washington, DC 1990), Paper ME4.
7.102. *Sakano S. et al.* —Electron. Lett., **22**, 594 (1986)
7.103 *Ishida K et al.* —Appl. Phys. Lett., **50**, 141 (1987)
7.104. *Inoue H. et al.* —Appl. Opt. **25**, 1484 (1986).
7.105 *Ito F., Tanifuji T.* —Appl. Phys Lett., **54**, 134 (1989).
7.106. *Okada Y et al.* —IEEE J., **QE-25**, 713 (1989).
7.107. *Ito F., Matsuura M , Tanifuji T.* —IEEE, **QE-25**, 1677 **(1989)**.
7.108. *Inoue K et al.* —IEEE J., **SAC-6**, 1262 (1988).
7.109. *Takahashi Y et al.* —Electron. Lett., **25**, 964 (1989).
7.110. *Inoue H.* —Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Inf. and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. **4**, 10.
7.111. *Ravikumar K.G. et al.* —Electron. Lett., **24**, 415 (1988).
7.112. *Yamamoto H., Asada M., Suematsu Y.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 1831 (1988).
7.113. *Kikugawa T. et al.* —IEEE Photon. Technol. Lett., **1**, 126 (1989)
7.114. *Cada M et al.* —Appl. Phys. Lett., **54**, 2509 (1989).
7.115. *Ravikumar K.G. et al.* —Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Info., and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 2, p. 132.
7.116. *Zucker J.E. et al.* — Appl. Phys. Lett., **55**, 2280 (1989).
7.117. *Huang T.C. et al* —IEEE Photon. Technol. Lett., **1**, 168

(1989).
7.118. *Tada K., Noguchi H.* —Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Info., and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 1, p. 62.
7.119. *Thornton R.L., Epler J.E., Paoli T.L.* —Appl. Phys. Lett., **51**, 1983 (1987).
7.120. *Vawter G.A., Merz J.L., Colder L A.* —IEEE J. **QE-25**, 154 (1989).
7.121. *Chang-Hasnain C.J. et al.* —Appl. Phys. Lett., **56**, 429 (1990).
7 122. *Bornholdt C. et al.* —Electron. Lett., **23**, 2 (1987).
7.123. *Chandrasekhar S. et al.* —Electron. Lett., **23**, 501 (1987).
7 124. *Erman M et al.* —J. Lightwave Technol., **LT-6**, 399 (1988).
7 125. *Liou K.Y et al.* —Appl. Phys. Lett., **54**, 114 (1989).
7.126. *Deri R J., Wada O.* —Appl. Phys. Lett., **55**, 2712 (1989).
7.127. *Deri R.J. et al.* —Technical Digest, Topical Meeting on Integrated Photonics Research Optical Society of America, Washington, DC, 1990, Paper TUA6.
7.128 *Walker R.G., Carter A.C., Bennion I.* —Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Commynication, Kobe (Inst. of Elect, Inf. and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 4, p. 78.
7.129. *Koren U et al.* — Appl. Phys. Lett., **54**, 2056 (1989).
7.130. *Kuno M et al.* —Appl. Phys. Lett., **49**, 1575 (1986).
7.131. *Suzuki N et al.* —Electron. Lett., **24**, 467 (1988).
7.132. *Wada O et al.* —J. Lightwave Technol., **LT-7**, 186 (1989).
7.133. *Wang H., Ankri D.* —Electron. Lett , **22**, 391 (1986).
7.134. *Suzuki A. et al.* —Electron. Lett., **23**, 954 (1987).
7.135. *Suzuki A., Kasahara K., Shikada M.* —J. Lightwave Technol., **LT-5**, 1479 (1987).
7.136. *Wada O. et al.* —Electron Lett., **24**, 514 (1988).
7.137. *Nobuhara H. et al.* —Electron. Lett., **24**, 1246 (1988).
7.138. *Suzuki T. et al.* —Electron. Lett., **24**, 1283 (1988).
7.139. *Chandrasekhar S. et al.* —Electron. Lett., **24**, 1443 (1988).
7.140. *Otsuka N., Matsuda K., Shibata J.* —Proc. 7th Int'l. Conf Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Inf. and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 3, p 166.
7.141. *Shimizu J. et al.* —Proc. 7th Int'l. Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Inf

and Commun. Engineers, 1989), Vol. 3, p. 206.
7.142. *Iwama T. et al.* —J. Lightwave Technol., **LT-6,** 772 (1988).
7.143. *Crow J.D. et al.* —IEEE Trans., **ED-36,** 236 (1989).
7.144 Crow J.D. —Proc. 7th Int'l Conf. Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst. of Elect., Inf and Commun. Engineers, Japan 1989), Vol. 4, p. 86.
7 145. *Jin R. et al.* —Appl. Phys. Lett., **53,** 1791 (1988).
7.146. *LaGasse M.J. et al.* —Appl. Phys. Lett., **54,** 2068 (1989).
7 147 *LaGasse M.J. et al* —Appl. Phys. Lett., **56,** 417 (1990)
7 148. *Le H.Q. et al.* —Appl. Phys. Lett., **56,** 1008 (1990).
7.149. *Cheo P.K., Brown R.T.* —Laser Radar III. —Proc. SPIE, **999,** 27 (1988).
7.150 *Farina J.D. Brown R.T., Cheo P.K.* —In: Integrated and Guided-Wave Optics, 1988 Technical Digest Series, Vol. 5 (Optical Society of America, Washington, DC 1988), p. 160.
7.151. *Delacourt D et al.* —In: Integrated and Guided-Wave Optics, 1988 Technical Digest Series, Vol. 5 (Optical Society of America, Washington, DC 1988), p. 164.
7.152. *Farina J.D., Grasso R., Hobbs R.H.* —Proc. IEEE Lasers and Electro-Optic Society Annual Meeting (IEEE, New York, 1989), p. 95.
7.153. *Laidig W.D. et al.* —Appl. Phys. Lett., **38,** 776 (1981).
7 154. *Meehan K. et al.* —Appl. Phys. Lett., **45,** 549 (1984).
7.155. *Coleman J.J. et al.* —Appl. Phys. Lett., **40,** 904 (1982).
7.156. *Venkatesan T. et al.* —Appl. Phys. Lett., **49,** 701 (1986).
7.157. *Guido L.J. et al.* —J. Appl. Phys., **61,** 1372 (1987).
7.158. *Cibert J. et al.* —Appl. Phys. Lett., **49,** 223 (1986).
7.159. *Mei P. et al.* —Appl. Phys Lett., **52,** 1487 (1988).
7.160. *Anderson K.K. et al.* —Appl. Phys. Lett., **53,** 1632 (1988)
7.161. *Epler J.E. et al.* —Appl. Phys. Lett., **49,** 1447 (1986).
7.162. *Julien F. et al.* —Appl. Phys. Lett., **50,** 866 (1987).
7.163. *Suzuki Y., Iwamura H., Mikami O* —Appl. Phys. Lett., **56,** 19 (1990).
7.164 *Thornton R.L., Mosby W.J., Paoli T.L.* —J. Lightwave Technol. **LT-6,** 786 (1988).
7.165. *Willner A.E. et al.* —Appl. Phys. Lett., **54,** 1839 (1989).
7.166. *Yoshida I., Bedair S.M.* —Appl. Phys. Lett., **52,** 2208 (1988)
7.167 *Epler J.E. et al.* —Appl. Phys. Lett., **54,** 881 (1989).
7.168 *Brown R.T.* —Integrated and Guided Wave Optics, 1989 Technical Digest Series, Vol. 4 (Optical Society of America,

Washington, DC 1989), p 72
7 169 *Bossi D E et al* —Appl Phys Lett , **56**, 420 (1990)
7 170 *Dobbelaere W et al* —Electron Lett , **24**, 295 (1988)
7 171 *Takato N , Yasu M , Kawachi M* —Electron Lett , **22**, 312 (1986)
7 172 *Soref R A , Lorenzo J P* —IEEE J , **QE-22**, 873 (1986)
7 173 *Kaneda S , Fujisawa Y , Kikuiri K* —Electron Lett , **22**, 922 (1986)
7 174 *Kurdi B N , Hall D G* —Opt Lett , **13**, 175 (1988)
7 175 *Hemenway B R , Solgaard O , Bloom D M* —Appl Phys Lett , **55**, 349 (1989)
7 176 *Shani Y et al* —Appl Phys Lett , **55**, 2389 (1989)
7 177 *Shani Y et al* —Appl Phys Lett , **56**, 120 (1990)
7 178 *Duguay M A et al* —Appl Phys Lett , **49**, 13 (1986)
7 179 *Kokubun Y et al* —Electron Lett **22**, 892 (1986)
7 180 *Baba T et al* —J Lightwave Technol , **LT-6**, 1440 (1988)
7 181 *Lo Y H et al* —Appl Phys Lett , **53**, 1242 (1988)
7 182 *Yi-Yan A et al* —Technical Digest, Topical Meeting on Integrated Photonics Research (OSA, Washington, DC 1990), Paper MI1
7 183 *Yablonovitch E et al* —Appl Phys Lett , **51**, 2222 (1987)
7 184 *Kim Y S et al*—Proc 7th Int'l Conf Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Kobe (Inst of Elect , Inf and Commun Engineers, Japan 1989) Vol 1, p 68
7 185 *Kim Y S et al* —Appl Phys Lett , **53**, 1586 (1988)
7 186 *Iga K , Koyama F , Kinoshita S* —IEEE J **QE-24**, 1845 (1988)
7 187 *Ogura M et el* —Appl Phys Lett , **51**, 1655 (1987)
7 188 *Raja M Y A et al* —IEEE J , QE-25, 1500 (1989)
7 189 *Corzine S W et al* —IEFE J , **QE-25**, 1513 (1989)
7 190 *Botez D et al* —IEEE Photon Technol Lett , 1, 205 (1989)
7 191 *Scherer A et al* —Appl Phys Lett , **55**, 2724 (1989)
7 192 *Evans G A et al* —IEEE J , **QE-25**, 1525 (1989)
7 193 *Mott J S , Macomber S H* —IEEE Photon Techn Lett , **1**, **202** (1989)
7 194 *Parke R et al* —Electron Lett , **26**, 125 (1990)
7 195 *Liau Z L , Walpole J N* —Appl Phys Lett , **50**, 528 (1987)
7 196 *Donnelly J P et al* —Appl Phys Lett , **51**, 1138 (1987)
7 197 *Donnelly J P et al* —Laser Diode Technology and Applications (ed L Figueroa)—Proc SPIE **1043**, 92 (1989)
7 198. *Yang J J et al* —Appl Phys Lett **49**, 1138 (1986)

7 199 *Yan R H, Simes R J, Coldren L A* —IEEE Photon Technol Lett, **1**, 273 (1989)
7 200 *Yan R H, Simes R J, Coldren L A* —IEEE J, **QE-25**, 2272 (1989)
7 201 *Yan R H, Simes R J, Coldren L A* —IEEE Photon Technol Lett, **2**, 118 (1990)
7 202 См, например *Miller D A B et al* —IEEE J, **QE-21**, 1462 (1985)
7 203 *Bar-Joseph I et al* —Appl Phys Lett, **55**, 340 (1989)

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ОГЛАВЛЕНИЕ

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу 129820, ГСП Москва, 1 й Рижский пер, д 2, изд во «Мир»

Научное издание

Теодор Тамир, Хервиг Когельник, Уильям Бернс и др.
Волноводная оптоэлектроника
Под редакцией Теодора Тамира

Заведующий редакцией проф А Н Матвеев
Зам зав редакцией С М Жебровский
Ведущий редактор А Н Куксенко
Младшие редакторы Г Г Сорокина, В Н Цлаф
Художник К В Радченко
Художественный редактор О Н Адаскина
Корректор М Е Савина
Технический редактор З И Резник
ИБ №7489

Оригинал макет подготовлен на персональном компьютере и отпечатан на лазерном принтере в издательстве «Мир»

Подписано к печати 10 06 91
Формат 60×90 1/16 Бумага офсетная № 2 Печать офсетная
Гарнитура таймс
Объем 18,00 бум л. Усл печ л 36,00 Усл кр отт 36,00
Уч изд л 32,23 Изд № 2/7813 Тираж 3000 экз
Зак 1037

Издательство «Мир»,

129820, ГСП, Москва, 1 й Рижский пер, 2

Московская типография № 7.
Министерство печати и информации Российской Федерации.
103001, Москва, Трехпрудный пер., 9.

ФИЗИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО СССР

Физическое общество (ФО) СССР — самостоятельная творческая общественная организация, объединяющая на добровольных началах профессиональных ученых, работающих в области фундаментальной и прикладной физики

ФО СССР — преемник Физического общества, основанного в России в 1872 году — возобновило свою деятельность 18 января 1989 года

ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ФОРМЫ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ФИЗИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА СССР

- Поддерживать высокие профессиональные и морально этические принципы и традиции физиков,
- выявлять и поддерживать перспективные научные направления и способствовать развитию фундаментальных исследований на основе укрепления связи физиков, работающих в Академии наук, ведомствах и высшей школе,
- способствовать реализации потенциала науки в области прикладной физики для создания новых технологий и техники,
- привлекать в физику талантливую молодежь и поддерживать творческий рост молодых ученых,
- способствовать улучшению школьного и высшего образования по физике и повышению квалификации и переподготовке физиков,
- содействовать защите и укреплению социальных прав физиков

Для реализации этих задач ФО СССР проводит конференции, симпозиумы, творческие диспуты по различным физическим и физико техническим проблемам, образует из числа авторитетных ученых секции, ассоциации и прочие специализированные формирования, создает объединения, в том числе работающие на принципах хозрасчета и самоокупаемости, осуществляет сотрудничество с физическими обществами и физиками за рубежом, издает «Бюллетень Физического общества СССР», имеет другие свои издания

В Общество входят как коллективные, так и индивидуальные члены, в том числе и иностранные

Адрес Правления ФО СССР 109072, Москва, Фалеевский пер, д 2/4, комн 10

Тел. 239-85-76